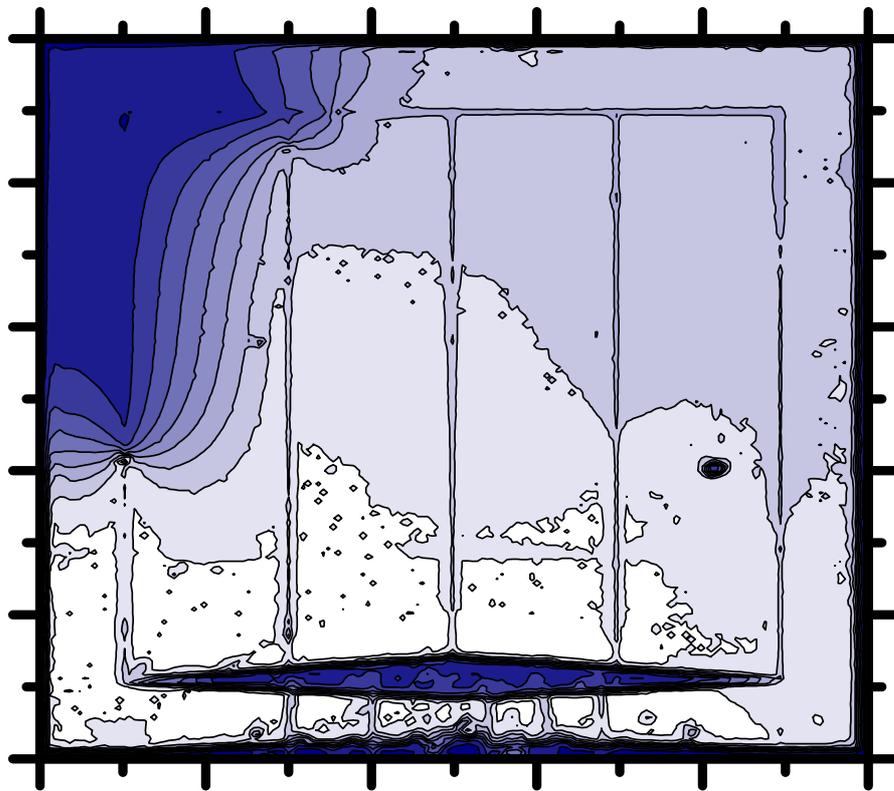


Entwicklung neuer Verfahren zur räumlich hochauflösenden Charakterisierung von Solarzellen



MICHAEL SCHWALM

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg
als Dissertation angenommen am: 24. Mai 2011

Erstgutachter:
Zweitgutachter:

PD Dr. S. Chatterjee
Prof. Dr. K. Volz

Tag der mündlichen Prüfung:

16. Juni 2011

Hochschulnummer: 1180

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen	5
2.1. Der p-n-Übergang	5
2.2. Funktionsprinzip von Solarzellen	9
2.3. Solarzellenkonzepte	12
2.4. (GaIn)(NAs)-Solarzellen	14
3. Experiment	17
3.1. Messprinzip	17
3.2. Experimenteller Aufbau	19
3.3. Auswertung der Rohdaten	22
3.3.1. Grundprinzip	22
3.3.2. Vereinfachte Auswertung	26
3.4. Diffusion	28
3.5. Simulation	35
3.5.1. Grundprinzip	35
3.5.2. Technische Umsetzung	38
3.6. Bewertung	40
3.6.1. Finden von Störstellen und strukturellen Defekten	40
3.6.2. Auswirkung verschiedener Anregungsintensitäten	42
3.6.3. Auswirkung verschiedener Vorspannungen	44
3.6.4. Bewertung der Rolle von Diffusionsprozessen	44
3.6.5. Bewertung orts aufgelöster Kennlinien	46
3.7. Weitere Verbesserungen	49
3.7.1. Experiment	50
3.7.2. Simulation	51
4. Probenstrukturen	53
4.1. Probe 23709	53
4.2. Probe 23936-b5	57

4.3. Proben 24055-b5 und -b6	59
5. Untersuchung (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellen	63
5.1. Motivation	63
5.2. Ergebnisse	64
5.2.1. Elektrisches Ausheilen	64
5.2.2. Optisches Ausheilen	68
6. Zusammenfassung	73
6.1. Untersuchungsmethoden	73
6.2. Resultate (GaIn)(NAs)-Solarzellen	74
7. Ausblick	77
A. Ladungsträgerverarmung in der Strichlängenmethode	79
A.1. Einleitung	79
A.2. Numerisches Modell	81
A.3. Ergebnisse	83
A.4. Diskussion	83
A.5. Bewertung	92
Abkürzungsverzeichnis	95
Literaturverzeichnis	97
Veröffentlichungen	107
Wissenschaftlicher Werdegang	109
Danksagung	111

Abbildungsverzeichnis

2.1. Bandschema p-n-Übergang	6
2.2. Kennlinien Silizium-Photodiode	9
2.3. Kennlinie p-n-Übergang	11
2.4. Sonnenspektrum auf der Erde	14
2.5. Mögliche Strukturen zukünftiger Mehrschichtsolarzellen	16
3.1. Experimenteller Aufbau	20
3.2. Strahlprofil des Anregungslasers	21
3.3. Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer Solarzelle	24
3.4. Auswertung einer Kennlinienmessung	27
3.5. Abhängigkeit des Signals vom Gesamtwiderstand	29
3.6. p-n-Übergang ohne Anregung und Vorspannung	34
3.7. Detailliertes Ersatzschaltbild einer Solarzelle	36
3.8. Ersatzschaltbild einer Solarzellendomäne	37
3.9. Kennlinienvergleich Messung - Simulation	39
3.10. Photostromvergleich Messung - Simulation	41
3.11. Intensitätsabhängige Photostrommessungen	43
3.12. Vorspannungsabhängige Photostrommessungen	45
3.13. Effektive Diffusionslängen	47
3.14. Kennlinienvergleich Messwiderstände	48
3.15. Auswertung einer simulierten Kennlinie	49
4.1. Bilder der Probe 23709	54
4.2. Schichtstruktur der Probe 23709	56
4.3. Zeitaufgelöste Photolumineszenz an der Probe 23709	58
4.4. Schichtstruktur der Probe 23936-b5	59
4.5. Schichtstruktur der Proben 24055-b5 und -b6	60
5.1. Ergebnisse 23936-b5	66
5.2. Ergebnisse 24055-b5	67
5.3. Ergebnisse zeitaufgelöste Photolumineszenz 24055-b6	70
5.4. Ergebnisse 24055-b6	71

A.1. Anregungsgeometrie Strichlänge	81
A.2. Ladungsträgerdichteprofile	84
A.3. Positions- und energieabhängige optische Verstärkung	85
A.4. Verstärkungsspektren	86
A.5. Lichtintensitäten	87
A.6. Experimentelle Emissionsspektren	90
A.7. Gemittelte Verstärkungsspektren	92

1. Einleitung

Im Verlauf der letzten Jahrzehnte ist der Weltenergieverbrauch in Folge einer deutlichen Bevölkerungszunahme und fortschreitendem industriellen Wachstum kontinuierlich gestiegen. Eine Verlangsamung oder gar Umkehrung dieses Prozesses ist insbesondere im Hinblick auf die schnell fortschreitende wirtschaftliche Entwicklung großer Schwellenländer wie Indien und China nicht zu erwarten. Derzeit werden etwa 85 % des weltweiten Bedarfs durch fossile Energieträger wie Braunkohle, Steinkohle, Erdöl und Erdgas gedeckt [1]. Im Hinblick auf die begrenzten Vorräte dieser wichtigen Rohstoffe, sowie die globale Erwärmung infolge des Ausstoßes von Treibhausgasen, ist ein Wandel in der Energieerzeugung hin zu regenerativen Quellen zwingend notwendig. Ein wichtiger Baustein ist hierbei die Nutzung der Sonnenenergie, die über Solarthermie und PV (**P**hotov**o**ltaik) nutzbar gemacht werden kann. Insbesondere das deutsche EEG (**E**rneuerbare-**E**nergien-**G**esetz), welches weltweit immer mehr Nachahmer findet, zeigt, dass die Notwendigkeit eines solchen Wandels auch politisch erkannt wurde und entsprechend gefördert wird. Allerdings kann ein derartiges Projekt letztendlich nur dann erfolgreich sein, wenn es auch ökonomisch tragfähig ist. In diesem Zusammenhang spielen die Energiegestehungskosten eine entscheidende Rolle. Dies sind die Kosten, welche bei der Umwandlung einer speziellen Energieform in eine andere anfallen. Nicht zuletzt dank der Förderung durch das EEG und vieler weiterer, gleichlautender Gesetze in anderen Ländern, wurden hier in den vergangenen Jahren große Fortschritte aufgrund steigender Nachfrage und intensiverer Forschung und Entwicklung erzielt. Speziell im Bereich der PV, also der direkten Stromerzeugung aus Sonnenlicht, sind die Stromgestehungskosten aber nach wie vor zu hoch, um mit konventionellen Formen der Energieerzeugung konkurrieren zu können [2, 3]. Der Hauptgrund hierfür liegt in den immer noch zu geringen Wirkungsgraden derzeit erhältlicher Solarzellenmodule in Verbindung mit hohen Herstellungs- und Installationskosten. Das Ziel der aktuellen Forschung auf dem Gebiet der PV ist es daher, neuartige Solarzellen zu entwickeln, die einen hohen Wirkungsgrad mit niedrigen Herstellungskosten verbinden. Ein möglicher Weg ist hierbei die Kombination aus hocheffizienten, aber teuren Mehrschicht-Solarzellen mit speziell angepassten, vergleichsweise billigen Konzentratoroptiken, die das einfallende Sonnenlicht auf eine geringe Fläche herunterfokussieren. Auf diese Weise kann mit einer relativ kleinen

Solarzelle eine große elektrische Leistung erzielt werden, wodurch die Stromgestehungskosten eines solchen Systems verhältnismäßig niedrig ausfallen. Die erwähnten Mehrschicht solarzellen besitzen eine Reihe übereinanderliegender, speziell aufeinander abgestimmter aktiver Bereiche mit verschiedenen Bandlückenenergien. Dieses Konzept erlaubt eine gute Ausnutzung des Sonnenspektrums, wodurch eine hohe Effizienz erst möglich wird. Unabhängig davon stellt im Zuge einer jeden neuen Entwicklung, insbesondere auf dem Gebiet der PV, das Fertigen und Testen von Prototypen einen wichtigen Schritt dar, der eine abschließende Optimierung in Bezug auf Leistung und Herstellungskosten erst ermöglicht.

Die Qualität von Struktur und Material einer Solarzelle entscheidet maßgeblich über deren Effizienz. In dieser Arbeit werden zwei vollkommen neue Verfahren, basierend auf Messungen punktuell erzeugter Photoströme vorgestellt, welche der Untersuchung von Prototypen neuartiger Solarzellen dienen. Die räumlich aufgelöste Photostromspektroskopie (engl.: **S**patially **R**esolved **P**hotocurrent **S**pectroscopy, SRPS) ermöglicht in Kombination mit räumlich aufgelösten Kennlinienmessungen (engl.: **S**patially **R**esolved **I-V** characteristics, SRIV) eine punktgenaue Charakterisierung der Proben. Weiterhin erlauben diese beiden Techniken die Bestimmung einer Vielzahl relevanter Parameter, welche den Wirkungsgrad maßgeblich bestimmen und auf die Struktur- und Materialqualität schließen lassen. Auf Basis der so gewonnenen Erkenntnisse ist es möglich, Prototypen gezielt weiterzuentwickeln und mögliche Probleme in Bezug auf den Herstellungsprozess aufzudecken. Numerische Simulationen und ein breites Spektrum experimenteller Untersuchungen an speziellen Teststrukturen zeigen die Zuverlässigkeit und praktische Anwendbarkeit beider Verfahren und offenbaren ihre Stärken und Grenzen. Es zeigt sich, dass SRPS und SRIV belastbare, aussagekräftige Ergebnisse liefern und vollkommen neue Möglichkeiten zur umfangreichen Charakterisierung von Solarzellenprototypen eröffnen.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen werden Untersuchungsergebnisse an Prototypen neuartiger (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellenschichten präsentiert, welche überwiegend anhand dieser neuartigen Verfahren gewonnen wurden. Hier zeigen sich große Unterschiede zwischen den einzelnen Proben sowohl in Bezug auf die Materialqualität als auch auf die strukturelle Güte. In diesem Zusammenhang wurden auch Experimente zur Verbesserung der Materialqualität unter der Anwendung starker elektrischer Ströme und intensiver Laserpulse (engl.: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) durchgeführt. Sie zielen darauf ab, ein Verfahren zu entwickeln, mit dessen Hilfe die Effizienz (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellenstrukturen derart gesteigert werden kann, dass ein Einsatz dieses Materialsystems in kommenden Generationen von Mehrschicht solarzellen für Konzentrationen möglich wird. Die Resultate hiervon werden im Folgenden ebenfalls

vorgestellt und darüber hinaus wissenschaftlich diskutiert. Auf den ersten Blick zeigen sich hierbei vielversprechende Resultate. Eine flächendeckende Verbesserung der Materialqualität mit dem Ergebnis einer signifikanten Effizienzsteigerung konnte bislang allerdings nicht erreicht werden.

Im Anhang findet sich eine Abhandlung über Messungen optischer Verstärkung nach der Methode der variablen Strichlänge. Hierbei handelt es sich um ein vielgenutztes Verfahren zur Bestimmung der Verstärkungscharakteristik potentieller Lasermaterialien. In dieser Arbeit wird speziell der Einfluss einer unvermeidbaren Ladungsträgerverarmung auf die Messergebnisse an sich, sowie die anschließende Datenauswertung untersucht. Es zeigt sich, dass die Ladungsträgerdynamik infolge der speziellen Anregungsgeometrie leicht zu Bedingungen führt, die den Grundannahmen des bisher verwendeten Auswertungsverfahrens nicht mehr entsprechen. Dies führt fast zwangsläufig zu einer deutlichen Missinterpretation der gewonnenen Daten. Eine Bestimmung der Grenzen innerhalb derer die erwähnten Grundannahmen erfüllt sind, ist ohne eine genaue Kenntnis der Probeneigenschaften nicht möglich. Da die Strichlängenmethode normalerweise für eine erste Charakterisierung neuartiger Materialsysteme genutzt wird, sind derartige Informationen allerdings in aller Regel nicht vorhanden. Somit stellen die gewonnenen Erkenntnisse die Zuverlässigkeit und Aussagekraft dieses Verfahrens grundsätzlich in Frage.

2. Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen und technischen Grundlagen, welche zum Verständnis der folgenden Arbeit notwendig sind, kurz erläutert. Neben den Eigenschaften des p-n-Übergangs handelt es sich hierbei um die Grundprinzipien von Solarzellen im Allgemeinen und ausgewählte Konzepte zur Verbesserung des Wirkungsgrades sowie der Verringerung anfallender Kosten im Speziellen. Abschließend wird außerdem auf die hier untersuchten (GaIn)(NAs)-basierten Solarzellenstrukturen näher eingegangen. Weitergehende Informationen finden sich unter anderem in folgenden Quellen [4–11].

2.1. Der p-n-Übergang

Ein p-n-Übergang entsteht, wenn eine p- und eine n-dotierte Halbleiterschicht miteinander in Kontakt gebracht werden. In der Folge bildet sich durch die Diffusion von Elektronen in das p- und Löchern in das n-Gebiet eine Raumladungszone (engl.: depletion layer) aus, einhergehend mit einer elektrischen Potentialdifferenz zwischen deren beiden Enden. Dies hat eine Anhebung der Leitungs- und Valenzbandkante auf der p-dotierten Seite zur Folge. Abbildung 2.1 zeigt den simulierten p-n-Übergang einer (GaIn)(NAs)-basierten Solarzellenstruktur bei einer Temperatur von 300 K im unbeleuchteten Zustand. Einzelheiten zu dieser Probe mit der Bezeichnung 23709 sowie der Simulation finden sich in Kapitel 4 und Abschnitt 3.4. Falls sowohl der n- als auch der p-dotierte Bereich aus dem selben Halbleitermaterial bestehen, kann die vorspannungsabhängige Breite der Raumladungszone in einer guten Näherung anhand folgender Formel berechnet werden [4, 9]:

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \cdot \left(\frac{N_a + N_d}{N_a \cdot N_d}\right) \cdot (V_{bi} - U)}. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnen ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des jeweiligen Halbleiters. Weiterhin stehen e für die Elementarladung, N_d und N_a für die Dichten der Donator- und Akzeptorniveaus im n-

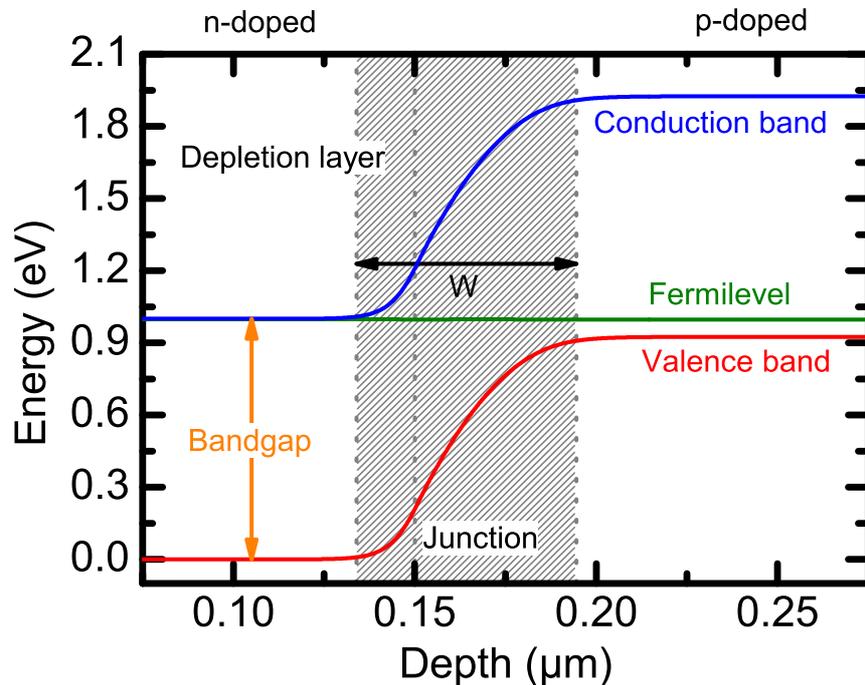


Abbildung 2.1.: *Simuliertes Bandschema des p-n-Übergangs der Probe 23709. Wie erwartet zeigt sich eine Anhebung der Leitungs- und Valenzbandkante des p-dotierten Bereichs, sowie ein einheitliches, konstantes Fermineiveau.*

beziehungsweise p-Gebiet und V_{bi} für die elektrische Potentialdifferenz entlang der Raumladungszone. Im thermodynamischen Gleichgewicht und ohne äußere Spannung stellt sich entlang des gesamten p-n-Übergangs ein konstantes, einheitliches Fermineiveau für Elektronen und Löcher ein. Unter optischer Anregung spaltet sich dieses in zwei separate Quasi-Fermineiveaus für beide beteiligten Ladungsträgerarten auf. In der Raumladungszone selbst findet dabei eine Trennung der dort angeregten oder auch hindiffundierten Ladungsträger statt. Elektronen fließen zur n- und Löcher zur p-dotierten Seite und laden diese negativ beziehungsweise positiv auf. Die Differenz der beiden Quasi-Fermineiveaus, dividiert durch den Faktor e , lässt sich als Spannung abgreifen, der Ladungsträgerfluss, multipliziert mit e , als elektrischer Strom. Dies ist das Funktionsprinzip einer Solarzelle. Umgekehrt kann durch das Anlegen einer Vorspannung in Verbindung mit einem entsprechenden Strom eine Aufspaltung der Quasi-Fermineiveaus herbeigeführt werden. Ist hierbei die n-Seite negativ und die p-Seite positiv kontaktiert, so fließen Elektronen und Löcher zum p-n-Übergang hin und rekombinieren dort, wobei mit einer gewissen

Wahrscheinlichkeit Licht emittiert wird. Man spricht in diesem Zusammenhang von einem Stromfluss in Durchlassrichtung. Auf der Grundlage dieses Prinzips arbeiten Leuchtdioden (engl.: **L**ight-**E**mitting **D**iode, LED). Bei entgegengesetzter Kontaktierung fließen angeregte Ladungsträger vom p-n-Übergang weg, was man allgemein als Stromfluss in Sperrrichtung bezeichnet. Auf diese Weise arbeiten Photodioden zur Lichtdetektion. Die entsprechende Strom-Spannungs-Charakteristik kann in guter Näherung anhand folgender Formel beschrieben werden [4, 10]:

$$I_{pn}(U) = I_0 \cdot \left(e^{\frac{eU}{nk_B T}} - 1 \right) - I_{sc} \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnen k_B die Boltzmann-Konstante, T die Ladungsträgertemperatur und I_0 sowie I_{sc} den Sättigungs- (engl.: saturation current) und Kurzschlussstrom (engl.: short circuit current). Diese beruhen auf einer thermischen beziehungsweise optischen Anregung von Ladungsträgern. Über den Idealitätsfaktor n , welcher typischerweise Werte zwischen eins und zwei annimmt, wird der Einfluss von Störstellenrekombinationsprozessen berücksichtigt. Er ist somit ein wichtiges Maß für die Güte des p-n-Übergangs. Der Idealfall wird durch $n = 1$ beschrieben. Hier liegt ausschließlich eine strahlende Band-zu-Band-Rekombination von Ladungsträgern vor. Für $n \approx 2$ überwiegt eine Rekombination über Störstellenzustände innerhalb der Bandlücke. Eine weitere wichtige Größe, speziell für die Charakterisierung eines beleuchteten p-n-Übergangs, ist die Leerlaufspannung (engl.: open circuit voltage) U_{oc} , welche über die Beziehung $I_{pn}(U_{oc}) = 0$ definiert ist. Sie entspricht dem Spannungsabfall wenn kein Strom abgenommen wird und somit der Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus unter einer gegebenen optischen Anregung. In realen p-n-Übergängen müssen zusätzlich Kurzschlüsse, welche zum Beispiel an den Oberflächen, entlang von Korngrenzen oder durch Fehler in der Dotierung auftreten können, berücksichtigt werden. Diese wirken wie ein ohmscher Nebenwiderstand (engl.: shunt resistance) R_{sh} , der parallel zum p-n-Übergang geschaltet ist und dessen Wert sowohl von der Temperatur als auch von einer möglichen optischen Anregung abhängt. Beachtet man weiterhin den Einfluss von Kontaktwiderständen R_c , so ergibt sich folgende Beziehung für die Strom-Spannungs-Charakteristik [4]:

$$I_{pn}(U) = I_0 \cdot \left(e^{\frac{e \cdot (U - I_{pn}(U) \cdot R_c)}{nk_B T}} - 1 \right) - I_{sc} + \frac{U - I_{pn}(U) \cdot R_c}{R_{sh}} \quad (2.3)$$

In diesem Zusammenhang sei noch auf einen weiteren wichtigen Effekt hingewiesen, der die Kennline eines beleuchteten p-n-Übergangs in einer ähnlichen Art und Weise wie ein Nebenwiderstand beeinflusst. Wie bereits beschrieben, findet die Trennung angeregter Ladungsträger in der Raumladungszone statt. Werden freie

Elektronen und Löcher innerhalb besagter Zone erzeugt beziehungsweise diffundieren in diese hinein, können sie getrennt werden und zu einem elektrischen Strom beitragen. Somit ist es für alle Photonen, die innerhalb der sogenannten Einsammellänge $L_{col}(U) \approx L_e + W(U) + L_h$ (engl.: carrier collection length) absorbiert werden, möglich, einen Ladungsstrom herbeizuführen [12]. Die Diffusionslängen

$$L_{e/h} = \sqrt{k_B T / e \cdot \mu_{e/h} \cdot \tau_{e/h}} \quad (2.4)$$

hängen hierbei von den jeweiligen Mobilitäten $\mu_{e/h}$ und Lebensdauern $\tau_{e/h}$ ab. Sind L_e und L_h deutlich größer als $W(U)$, wie dies in qualitativ hochwertigen Materialien häufig der Fall ist, so ist $L_{col} \approx L_e + L_h$ praktisch unabhängig von der Vorspannung. Liegen L_e und L_h allerdings im Bereich von $W(U)$, so wird $L_{col}(U)$ mit steigender Vorspannung merklich sinken, da sich die Breite der Raumladungszone gemäß Gleichung 2.1 verringert. Auf diese Weise können weniger absorbierte Photonen zu einem elektrischen Stromfluss beitragen, wodurch $I_{pn}(U)$ abnimmt. Dieser Prozess wird in der Literatur als feldunterstützte Einsammlung von Ladungsträgern (engl.: field-aided collection) bezeichnet [13–15]. Da eine Unterscheidung zwischen einer solchen feldunterstützten Einsammlung und der Reduzierung eines realen Nebenwiderstands infolge optischer Anregung nicht ohne weiteres möglich ist, werden nachfolgend alle derartigen Einflüsse als optisch induzierte Verringerung des Nebenwiderstands (engl.: optically-induced shunt) bezeichnet.

In Abbildung 2.2 sind die gemessenen Kennlinien einer kommerziell erhältlichen Silizium-Photodiode bei Raumtemperatur und unterschiedlich starker Beleuchtung mit einer 980 nm Laserdiode dargestellt. Wie erwartet zeigt sich eine starke Abhängigkeit des Kurzschlussstroms von der Anregungsintensität. Weiterhin ist bei hoher Anregung der deutliche Einfluss eines Nebenwiderstandes auf die Strom-Spannungs-Charakteristik feststellbar.

Bedingt durch seine Raumladungszone besitzt der p-n-Übergang eine differenzielle elektrische Kapazität $C_{pn}(U)$, welche stark von der Spannung abhängt [16]:

$$C_{pn}(U) = \frac{\partial Q(U)}{\partial U} \approx A \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{W(U)} \quad (2.5)$$

Hierbei beschreiben $Q(U)$ die gesamte Raumladung und A die Querschnittsfläche der Schnittstelle zwischen n- und p-dotiertem Bereich. Diesen Effekt macht man sich zum Beispiel in C-V-Messungen zu Nutze um Informationen über den p-n-Übergang zu gewinnen [17].

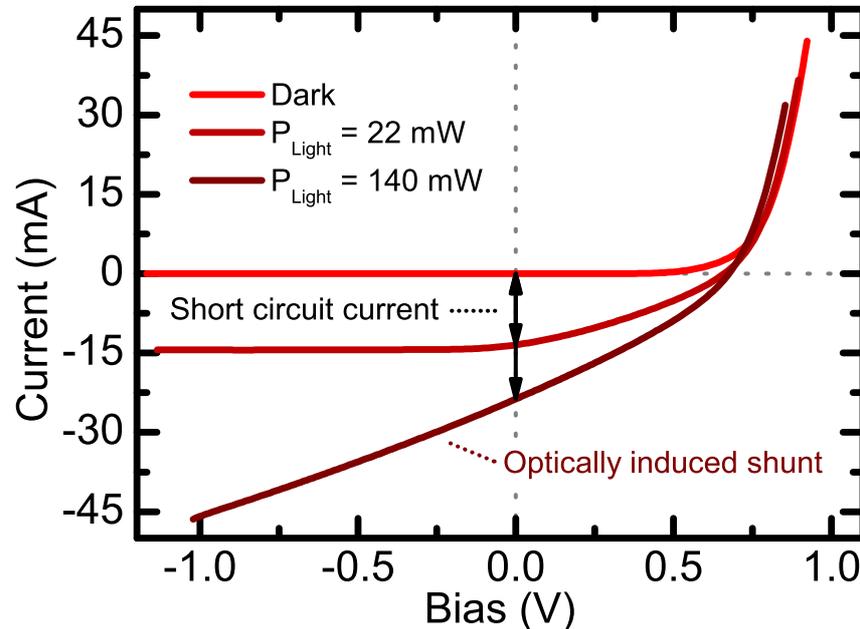


Abbildung 2.2.: Kennlinien einer kommerziell erhältlichen Silizium-Photodiode für verschiedene Anregungsleistungen.

2.2. Funktionsprinzip von Solarzellen

Alle in dieser Arbeit untersuchten Solarzellen basieren auf Halbleiterstrukturen mit p-n-Übergängen. Diese sind so gewachsen, dass die aktive Zone parallel zur Zelloberfläche liegt. Zur Ableitung der getrennten Ladungsträger befindet sich auf der Oberseite typischerweise ein breiter Kontaktsteg (engl.: busbar) von dem aus eine Reihe dünner Leiterbahnen, die sogenannten Finger (engl.: fingers), abzweigen. Diese formen ein Gitter welches sich über die gesamte Oberfläche erstreckt. Der Busbar wiederum ist über feine Drähte (engl.: bondwires) mit einem externen Anschluss verbunden. Die Unterseite kann hingegen durchgängig kontaktiert werden, da hier kein Licht eindringen muss. Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, findet in einem beleuchteten p-n-Übergang eine Ladungstrennung statt, wobei der entstehende Ladungsträgerfluss zu einem elektrischen Strom und die Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus zu einer Spannung führen. Hierbei ist es wichtig, dass die Einsammellänge sowie die Dicke der aktiven Zone größer als die Eindringtiefe $\alpha(\lambda)^{-1}$ des einfallenden Lichts sind, damit alle ankommenden Photonen zu

einem Ladungsstrom beitragen können. Der Faktor $\alpha(\lambda)$ bezeichnet in diesem Zusammenhang den wellenlängenabhängigen, materialspezifischen Absorptionskoeffizient. Aus diesem Grund spielen die Ladungsträgerdiffusionslängen eine besonders wichtige Rolle in Bezug auf die Effizienz einer Solarzelle. Für Spannungen zwischen 0 V und U_{oc} lässt sich eine elektrische Leistung $P_{el}(U) = U \cdot I_{pn}(U)$ abgreifen. Abbildung 2.3 verdeutlicht diese Beziehung graphisch. Neben der typischen Kennlinie einer hochwertigen siliziumbasierten Solarzelle mit einer Fläche von 100 cm^2 und einer Temperatur von 300 K ist ferner $P_{el}(U)$ dargestellt. Letztere hängt stark von der Vorspannung ab und entspricht in dem Strom-Spannungs-Diagramm der Fläche eines Rechtecks der Breite U und der Höhe $I_{pn}(U)$. Am Punkt der höchsten Leistung (engl.: **Maximum Power Point**, MPP), wo die Spannung U_{mp} und die Stromstärke $I_{mp} = I_{pn}(U_{mp})$ vorherrschen, stellt sich ein Maximum ein. Daher ist man stets bemüht, Solarzellen bei U_{mp} zu betreiben, wobei dieser Wert von verschiedenen Faktoren wie der Temperatur, der Bestrahlungsstärke und dem Materialsystem abhängt. In diesem Kontext stellt der Füllfaktor (engl.: **Fill Factor**, FF) eine wichtige Größe dar [4, 6]:

$$\eta_{FF} = \frac{U_{mp} \cdot I_{mp}}{U_{oc} \cdot I_{sc}}. \quad (2.6)$$

Er gibt an, welcher Teil der chemischen Leistung $U_{oc} \cdot I_{sc}$, die im Ladungsträgersystem zur Verfügung steht, als elektrische Leistung abgegriffen werden kann. Hochwertige siliziumbasierte Solarzellen erreichen hierbei Werte zwischen 0,8 und 0,9.

Neben diesem existieren noch weitere Mechanismen, die den Wirkungsgrad begrenzen: Zu allererst treten Verluste durch die Reflexion beziehungsweise Transmission einfallender Photonen auf, die somit nicht mehr für den Konversionsprozess zur Verfügung stehen. Der Teilwirkungsgrad dieses Effekts ergibt sich aus der einfallenden Lichtleistung P_{in} und der absorbierten Lichtleistung P_{abs} zu:

$$\eta_{abs} = \frac{P_{abs}}{P_{in}}. \quad (2.7)$$

Im Anschluss an die Absorption von Photonen mit der durchschnittlichen Energie $\langle h\nu_{abs} \rangle$ bauen die erzeugten Ladungsträger unter Phononenemission überschüssige Energie ab, solange bis sie sich im thermischen Gleichgewicht mit dem Kristallgitter befinden [11, 18]. Der Faktor h bezeichnet hierbei das plancksche Wirkungsquantum und ν_{abs} die Lichtfrequenz. Die Durchschnittsenergie eines Elektron-Loch-Paares beträgt nach diesem Prozess $E_G + 3k_B T$, wobei E_G die Bandlücke der aktiven Zone bezeichnet. Somit ergibt sich für den entsprechenden Teilwirkungsgrad:

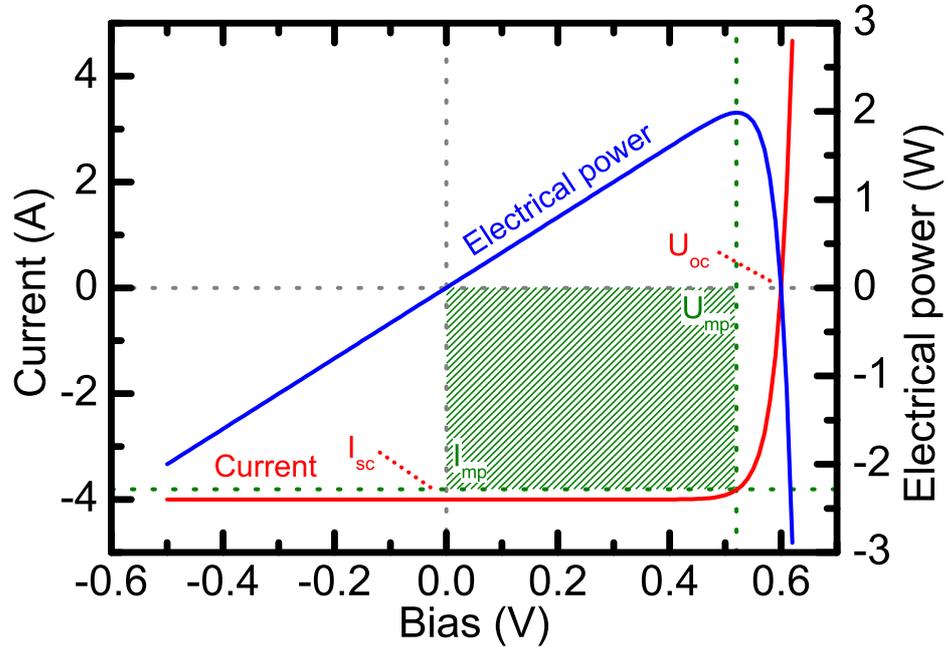


Abbildung 2.3.: Typische Kennlinie und spannungsabhängige elektrische Leistung einer hochwertigen siliziumbasierten Solarzelle mit einer Fläche von 100cm^2 . Die grün schraffierte Fläche entspricht der maximal entnehmbaren elektrischen Leistung.

$$\eta_{therm} = \frac{E_G + 3k_B T}{\langle h\nu_{abs} \rangle}. \quad (2.8)$$

Aus thermodynamischer Sicht kann pro Elektron-Loch-Paar allerdings nur dessen chemische Energie entnommen werden. Sie entspricht der Differenz der Quasi-Ferminiveaus und kann somit maximal den Wert $e \cdot U_{oc}$ annehmen. Der thermodynamische Teilwirkungsgrad beträgt somit:

$$\eta_{thermodyn} = \frac{e \cdot U_{oc}}{E_G + 3k_B T}. \quad (2.9)$$

Die Gesamteffizienz für die Umwandlung von Strahlungsleistung in elektrische Leistung ergibt sich dementsprechend aus [4]:

$$\eta_{tot} = \eta_{abs} \cdot \eta_{therm} \cdot \eta_{thermodyn} \cdot \eta_{FF}. \quad (2.10)$$

Für hochwertige siliziumbasierte Solarzellen liegt dieser bei etwa 24 %.

Die in Abschnitt 2.1 bereits erwähnten Nebenwiderstände stellen ein besonderes Problem für Solarzellen dar. Ist der Nebenwiderstand zu klein, so wird vor allem der FF drastisch reduziert, aber auch die Leerlaufspannung geht zurück, wodurch die Gesamteffizienz deutlich sinkt. Dies gilt insbesondere auch im Fall einer feldunterstützten Einsammlung von Ladungsträgern. Somit muss bei der Herstellung besonders auf die Vermeidung derartiger stromleitender Kanäle und konzeptioneller Schwachstellen geachtet werden.

2.3. Solarzellenkonzepte

Eine Verbesserung der Gesamteffizienz einer Solarzelle lässt sich nur über die Steigerung der einzelnen Teilwirkungsgrade erreichen. Im Folgenden sollen ausgewählte Verbesserungskonzepte, deren Kenntnis zum Verständnis dieser Arbeit notwendig ist, kurz vorgestellt werden.

Eine Möglichkeit, welche speziell darauf abzielt den Absorptionswirkungsgrad zu verbessern liegt in der Entspiegelung der Solarzellenoberfläche in Kombination mit einer Verspiegelung deren Unterseite. In der Praxis wird das erstgenannte idealerweise über eine Oberflächenstrukturierung realisiert. Ein derartiger Aufbau bietet zusätzlich den Vorteil, dass einfallendes Licht beim Eintritt in die Zelle abgelenkt wird und somit einen längeren Weg im aktiven Material zurücklegt. Weiterhin erfahren Photonen, welche bereits an der Unterseite zurückgeworfen wurden, mit einer hohen Wahrscheinlichkeit eine Totalreflexion an der Oberfläche, sodass sie in der aktiven Zone gefangen sind. Dieser als Photonen-Recycling bezeichnete Prozess ermöglicht es, in Verbindung mit dem schrägen Lichteintritt in die aktive Schicht, deren Dicke gering zu halten. Hierdurch können einerseits Herstellungskosten gespart, andererseits aber auch Verluste insbesondere durch Auger-Rekombination verringert werden [4, 8]. Durch die höhere Ladungsträgerdichte infolge einer besseren Absorption und geringeren nichtstrahlenden Rekombination erhöht sich ferner die Leerlaufspannung und somit der thermodynamische Wirkungsgrad bei gleichzeitig leicht ansteigendem FF.

Durch das Hintereinanderschalten mehrerer spektral angepasster aktiver Bereiche mit kleiner werdender Bandlücke können sowohl der Absorptions- als auch der Thermalisierungswirkungsgrad verbessert werden. Solche als Mehrschichtso-

larzellen bezeichneten Strukturen absorbieren einen größeren Teil des Sonnenspektrums als Einschichtzellen. Die erzeugten Ladungsträgerpaare haben dabei eine geringere Überschussenergie, die durch Phononenemission verloren geht. Weiterhin ermöglicht die Verwendung von Materialien mit entsprechenden Brechungsindizes ein spektral angepasstes Photonen-Recycling. Die genannten Vorteile werden anhand des AM1.5-Sonnenspektrums (engl.: **Air Mass**) in Abbildung 2.4 deutlich [4]. Dieses stellt die Intensitätsverteilung senkrecht zur Einfallsrichtung dar, wenn der Weg, den das Sonnenlicht durch die Erdatmosphäre zurücklegen muss, deren ein- einhalbfachen Dicke entspricht. Es ist als Standard zur Charakterisierung von Solarzellen für terrestrische Anwendungen festgelegt. Die Bandlückenenergien von Silizium, einem typischen Material für Einschichtsolarzellen, sowie von Germanium, (GaIn)(NAs), GaAs und (GaIn)P, welche sich für Mehrschichtsolarzellen eignen sind ebenfalls dargestellt. Photonen, deren Energie unterhalb der Bandlücke liegt, werden nicht absorbiert. Die Überschussenergie aller anderen Photonen geht verloren. Es ist klar ersichtlich, dass Mehrschichtsolarzellen wie die bereits realisierte (GaIn)P/GaAs/Ge-Struktur hier deutliche Vorteile bieten. Deren Herstellung ist allerdings ungleich komplizierter als bei Einschichtzellen. So müssen die einzelnen aktiven Bereiche über Tunnelkontakte miteinander verbunden werden, um einen Transport von Ladungsträgern über die ganze Struktur hinweg gewährleisten zu können [19, 20]. Weiterhin sollten sich die elektrischen Stromstärken an den MPPs der einzelnen Schichten nach Möglichkeit nicht voneinander unterscheiden, um Verluste aufgrund der Serienschaltung zu vermeiden. Da dies allerdings von den entsprechenden Anregungsbedingungen abhängt und sich das Sonnenspektrum im Verlauf eines Tages verändert, ist eine derartige Optimierung nicht allgemein möglich [4]. Auf diesem Gebiet entsprechen derzeit Dreischichtsolarzellen dem Stand der Technik, welche Wirkungsgrade von bis zu 36 % unter Laborbedingungen erreichen können [21].

Die in Kapitel 1 bereits erwähnte Kombination hocheffizienter Solarzellen mit Konzentratoroptiken zur Fokussierung des Sonnenlichts bewirkt neben der Verringerung der Herstellungskosten auch eine signifikante Steigerung des thermodynamischen Wirkungsgrades. Der Grund hierfür liegt in einem Anstieg der Leerlaufspannung in folge deutlich erhöhter Ladungsträgerdichten aufgrund der stärkeren Anregung [4]. Des weiteren ergibt sich dadurch auch wieder eine leichte Steigerung des FF. Derzeit lassen sich mit modernen Dreischichtsolarzellen unter Laborbedingungen und einer starken Konzentration des Sonnenlichts Wirkungsgrade von 42 % erzielen [21]. Allerdings muss bei diesem Konzept stets eine angemessene Kühlung gewährleistet sein, um einen Anstieg der Zelltemperatur zu vermeiden, da dies aus verschiedenen Gründen wiederum zu einer deutlichen Verschlechterung der Effizienz führt.

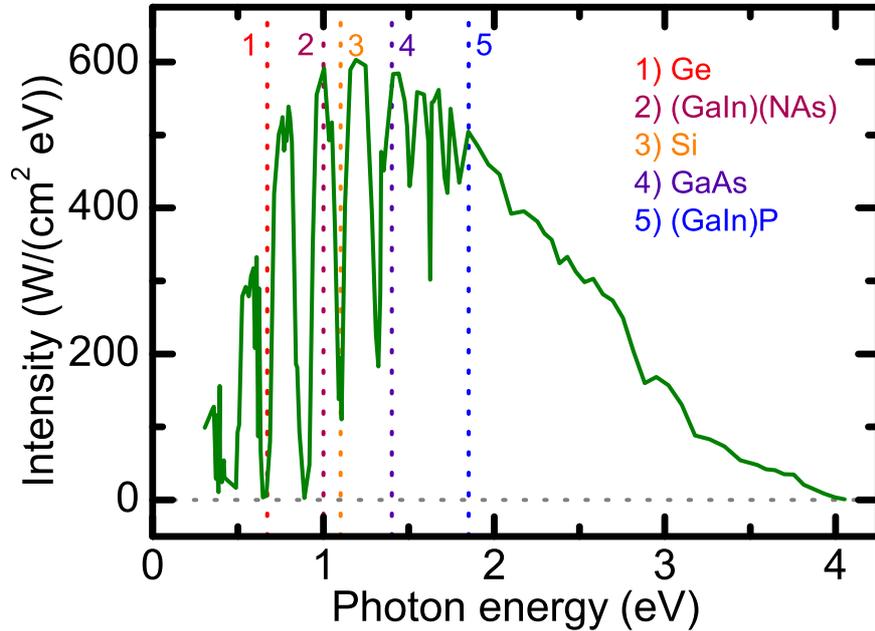


Abbildung 2.4.: AM1.5-Sonnenspektrum zusammen mit den Bandlückenenergien verschiedener Halbleiter für Solarzellenanwendungen (Daten entnommen aus [4]). Mehrschichtsolarzellen wie die (GaIn)P/GaAs/Ge-Struktur können das Spektrum besser ausnutzen und sind daher den typischerweise siliziumbasierten Einschichtsolarzellen in der Effizienz deutlich überlegen.

2.4. (GaIn)(NAs)-Solarzellen

Das Materialsystem $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ ist aufgrund seiner Eigenschaften ein vielversprechender Kandidat für den Einsatz in einer zukünftigen Generation von Mehrschichtsolarzellen. So kann es unter der Bedingung $y \approx 0,35 \cdot x$ gitterangepasst auf GaAs und Germanium gewachsen werden. Da bereits niedrige Stickstoffkonzentrationen eine starke Absenkung der Bandlückenenergie bewirken, liegt diese bei derartigen Legierungen im Bereich von 1 eV [12, 14, 15, 22]. Messungen der optischen Absorption bestätigen diese Vorhersage und offenbaren weiterhin eine direkte Bandlücke sowie daraus resultierend hohe Absorptionskoeffizienten. Weiterhin kann (GaIn)(NAs) zum Beispiel unter der Verwendung von Tellur und Magnesium sowohl n- als auch p-dotiert werden und erfüllt somit die wesentliche Grundvoraussetzung zur Herstellung eines p-n-Übergangs. In der Summe dieser Ei-

genschaften ergeben sich ideale Voraussetzungen für die Fertigung (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellenstrukturen, welche bestehenden (GaIn)P/GaAs- beziehungsweise (GaIn)P/GaAs/Ge-Mehrschicht solarzellen als weitere Schicht hinzugefügt werden könnten. Abbildung 2.5 zeigt mögliche Konzepte hierzu [15], welche gemäß Abbildung 2.4 einen deutlichen Effizienzvorteil erwarten lassen. Unter einem AM0-Spektrum, welches dem Sonnenlicht am oberen Rand der Erdatmosphäre entspricht, werden für die Dreischichtzelle theoretische Effizienzsteigerungen von 31 % auf 38 % und für die Vierschichtzelle von 35 % auf 41 % erwartet [12, 15]. Für ein 500-fach konzentriertes AM1.5-Sonnenspektrum auf der Erde sind diese Werte sogar noch um einige Prozentpunkte höher. In der Praxis lassen sich zwar selbst unter optimalen Bedingungen nur etwa 80 % dieser theoretischen Effizienzen erreichen, auch dies würde aber noch eine enorme Steigerung im Vergleich zu existierenden Solarzellen bedeuten.

Allerdings konnten trotz vielfältiger Versuche die theoretisch möglichen Wirkungsgrade bislang nicht annähernd ausgeschöpft werden. Der Grund hierfür ist in erster Linie in den niedrigen Ladungsträgerdiffusionslängen des (GaIn)(NAs), aufgrund geringer Mobilitäten und Lebensdauern zu suchen. Die Ursachen hierfür sind vielfältig und auch noch nicht bis ins letzte Detail erforscht. Zum einen erhöht sich die effektive Masse des Leitungsbandes durch den Stickstoffeinbau deutlich, wie durch das BAC-Modell (engl.: **B**and **A**nticrossing **M**odel) beschrieben, wodurch speziell die Elektronenmobilität stark sinkt [23, 24]. Weiterhin spielt in diesem Zusammenhang die Ladungsträgerstreuung an ionisierten Störstellen, welche zum Beispiel durch Verunreinigungen entstehen können, eine wichtige Rolle, wie temperaturabhängige Hall-Messungen zeigen [14]. Die niedrigen Lebensdauern lassen sich durch die experimentell beobachtete, verhältnismäßig große Dichte energetisch tiefer Störstellen erklären. Eine Ursache für deren Entstehung könnte die Bildung von Stickstoff-Stickstoff-Zwischengitterplätzen umgeben von Galliumatomen sein, denen derartige Eigenschaften zugerechnet werden. Ein weiteres Problem, speziell für die Herstellung von p-n-Übergängen liegt in der hohen, meistens p-artigen Hintergrunddotierung von (GaIn)(NAs), die Werte bis zu $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erreichen kann und starken Veränderungen durch thermische Ausheilung unterworfen ist [12, 14]. So hat sich in einzelnen Fällen sogar die Art der Dotierung durch entsprechendes Ausheilen umgekehrt. Ein möglicher Grund hierfür könnte im Zusammenspiel von Kohlenstoff- und Wasserstoffverunreinigungen liegen, welche bei Untersuchungen durch Sekundärionen-Massenspektrometrie (engl.: **S**econdary **I**on **M**ass **S**pectrometry, SIMS) gefunden wurden. Es ist bekannt, dass kohlenstoffbedingte Akzeptoren durch Wasserstoff passiviert werden, was die Auswirkungen des thermischen Ausheilens zumindest teilweise erklärt. Allerdings existieren auch Proben mit einer höheren Hintergrunddotierung als Kohlenstoffkonzentration, weswegen sich der genannte Effekt allenfalls teilweise durch derartige Verunreinigungen er-

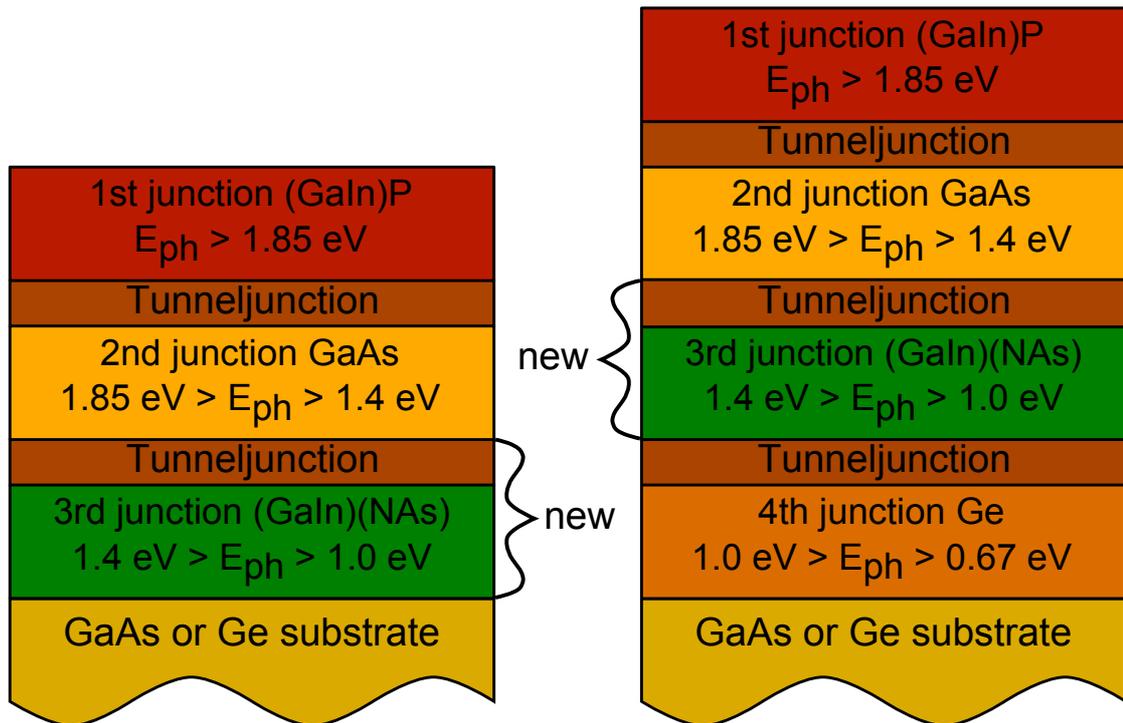


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung möglicher Erweiterungen bestehender Mehrschichtsolarzellen um aktive Schichten auf (GaIn)(NAs)-Basis. Bedingt durch ihre Bandlückenenergie von etwa 1 eV stellen die (GaIn)(NAs)-Strukturen hier eine nahezu optimale Erweiterung dar.

klären lässt.

3. Experiment

In diesem Kapitel werden die experimentellen Grundlagen näher beschrieben. Neben den physikalischen Prinzipien, auf denen das Experiment fußt, sind dies der prinzipielle Versuchsaufbau sowie die korrekte Auswertung der gewonnenen Rohdaten. Im Anschluss daran werden die Computersimulationen, welche einer besseren Bewertung der neu entwickelten Techniken an sich sowie deren Ergebnissen dienen, ausführlich erläutert. Darauf folgt eine Untersuchung der beiden möglichen Messverfahren SRPS und SRIV anhand der erwähnten Simulationen sowie Versuchen an Teststrukturen. Mit deren Hilfe können störende Diffusionsprozesse sowie Verfälschungen des Messsignals aufgrund elektronischer Effekte unter verschiedenen experimentellen Bedingungen analysiert werden. Es zeigt sich, dass SRPS und SRIV eine Vielzahl von Möglichkeiten eröffnen, um Solarzellen mit einer großen Genauigkeit und hoher räumlicher Auflösung zu charakterisieren. Allerdings ist einzuschränken, dass die Datenaufnahme und gegebenenfalls auch die Auswertung eine gewisse Zeit in Anspruch nehmen. Daher eignen sich SRPS und SRIV in ihrer derzeitigen Form vornehmlich zur Untersuchung von Prototypen und weniger zur routinemäßigen Charakterisierung großer Probenserien. Der letzte Abschnitt enthält schließlich Konzepte für zukünftige Verbesserungen. Weitere Informationen zu den beiden Verfahren sowie Bewertungen finden sich in [25–27].

3.1. Messprinzip

SRPS und SRIV sind Verfahren, die eine zerstörungsfreie Charakterisierung von Solarzellenprototypen mit hoher räumlicher Auflösung ermöglichen. Die Probe wird mit einer Steuerspannungsquelle und einem Messwiderstand in Reihe geschaltet. Ein Laserstrahl mit einer Photonenenergie unterhalb der Bandlücke der Deckschicht, aber oberhalb der Bandlücke des p-n-Übergangs wird auf einen Punkt der Zelle fokussiert. Dort löst dieser einen lokalen Photostrom aus, wie bereits in Kapitel 2.1 erläutert, was einen Spannungsabfall am Messwiderstand bewirkt. Durch Vorspannen der Probe, tritt ein derartiger Spannungsabfall auch ohne Beleuchtung auf und stellt damit ein Untergrundsignal dar. Daher wird grundsätzlich die Spannungs Differenz zwischen punktuell beleuchteter und vollständig unbeleuchteter

ter Probe gemessen, was sämtliche Effekte, die ein derartiges Untergrundsignal bewirken, herausfiltert. Anhand der in Abschnitt 3.3 erläuterten Verfahren lässt sich anschließend der lokal erzeugte Photostrom berechnen.

Zwei gekreuzte, motorisierte Verschiebetische erlauben eine exakte Probenpositionierung in der Ebene senkrecht zum anregenden Laserstrahl. Somit ergeben sich zwei mögliche Verfahren zur Charakterisierung einer Solarzelle: Erstens eine ortsabhängige Messung des Photostroms, während eine konstante Vorspannung anliegt, genannt SRPS, und zweitens eine spannungsabhängige Messung an einer festen Probenstelle, bezeichnet als SRIV. SRPS dient dazu, die Homogenität einer Probe zu untersuchen und Bereiche schlechter Qualität sowie lokale Defekte zu orten. Es unterscheidet sich von der seit langem verwendeten LBIC-Methode (engl.: **L**ight **B**eam **I**nduced **C**urrent) durch die Möglichkeit, eine konstante Vorspannung anzulegen [28, 29]. Erfolgt dies in Sperrrichtung des p-n-Übergangs, so verringert sich die laterale Diffusion angeregter Ladungsträger aus dem untersuchten Bereich heraus, was in Abschnitt 3.6 näher erläutert wird. Weiterhin steigt die Signalstärke, was ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis (engl.: **S**ignal-**t**o-**N**oise **R**atio, SNR) bewirkt. Diese beiden Effekte ermöglichen eine höhere räumliche Auflösung, als dies mit LBIC erreichbar wäre. Außerdem ergibt sich, durch Anlegen einer entsprechenden Vorspannung in Durchlassrichtung, die Möglichkeit, den Photostrom im Betriebszustand der untersuchten Solarzelle ortsaufgelöst zu messen. Dies stellt einen weiteren Vorteil von SRPS gegenüber LBIC dar. SRIV dient der eingehenderen Bewertung bestimmter Probenstellen anhand lokaler Strom-Spannungskennlinien. Durch die so gewonnenen Daten können diverse charakteristische Parameter wie der Kurzschlussstrom, der Sättigungsstrom, der Idealitätsfaktor sowie die optisch induzierte Verringerung des Nebenwiderstands bestimmt werden. Allerdings liegen im Verlauf einer Kennlinienmessung auch Spannungen in Durchlassrichtung das p-n-Übergangs an mit entsprechend negativen Auswirkungen auf das SNR sowie die laterale Ladungsträgerdiffusion. Dementsprechend ist das räumliche Auflösungsvermögen von SRIV im Allgemeinen schlechter als das von SRPS. Die messbaren Parameter erlauben insbesondere auch die Bestimmung der lokalen externen Quanteneffizienzen (engl.: **E**xternal **Q**uantum **E**fficiency, EQE). Die EQE gibt das Verhältnis der Anzahl abgreifbarer Ladungsträger zur Anzahl eingestrahelter Photonen einer bestimmten Energie an und ermöglicht somit eine quantitative Aussage über die Qualität der Zelle. Des Weiteren lassen sich Informationen über Schwächen in der Struktur und dem Material gewinnen. So deutet gemäß Abschnitt 2.1 ein hoher Sättigungsstrom auf eine kurze Ladungsträgerlebensdauer infolge starker Störstellenrekombination hin. Ein kleiner Kurzschlussstrom ist im Allgemeinen auf eine niedrige Ladungsträgerdiffusionslänge gegebenenfalls in Verbindung mit einer zu kurzen Raumladungszone zurückzuführen. Niedrige Diffusionslängen werden laut Gleichung 2.4 wiederum von kleinen Lebensdauern und

Mobilitäten verursacht. Korngrenzen im Material oder auch Bereiche mit einer fehlerhaften Dotierung können einen niedrigen Nebenwiderstand hervorrufen. Lokale Beschädigungen zeichnen sich durch einen starken Einbruch des Photostroms aus. Somit können Rückschlüsse auf prinzipielle oder auch herstellungsbedingte Probleme gezogen werden, was eine gezielte Optimierung von Prototypen ermöglicht. Aufgrund des oben beschriebenen Messprinzips ist der anregungsunabhängige Teil des Nebenwiderstands allerdings nicht zugänglich.

3.2. Experimenteller Aufbau

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Probe (5) sitzt auf zwei gekreuzten Verschiebetischen von Spindler & Hoyer, die mit Schrittmotoren vom Typ DIGI-MIC SM 20 der Firma OWIS angetrieben werden. Diese Kombination ermöglicht eine Positioniergenauigkeit von wenigen hundert Nanometern. Ein Messwiderstand (6) und eine Steuerspannungsquelle (8) NGPS 192.0061.02 von Rohde & Schwarz sind mit der Probe in Reihe geschaltet. Letztere besitzt einen inneren elektrischen Widerstand von $1,3\ \Omega$. Ein Multimeter (9) der Firma Keithley, Modell 195A, ist parallel zur Probe geschaltet und dient zur Überwachung der Vorspannung. Als Lichtquelle für alle in dieser Arbeit präsentierten Messungen findet eine Halbleiterlaserdiode (1), Typ LDM980/25LT von Roithner Lasertechnik Verwendung, die bei einer Wellenlänge von 980 nm emittiert. Die entsprechende Photonenenergie beträgt 1,26 eV und liegt unterhalb der Bandlücke der Deckschicht, aber oberhalb der Bandlücke des p-n-Übergangs aller untersuchten Proben, wie aus Kapitel 4 hervorgeht. Dadurch ist sichergestellt, dass nur das aktive Material eine optische Anregung erfährt und somit isoliert untersucht werden kann. Der Laserstrahl durchläuft einen Lichtzerhacker (2) (engl.: chopper), wodurch dessen Intensität und somit auch der erzeugte Photostrom zeitlich moduliert werden. Dementsprechend gilt dasselbe auch für den Spannungsabfall am Messwiderstand. Dies erlaubt eine Datenaufnahme mit Hilfe der Lock-In-Technik [30, 31]. Ein Lock-In-Verstärker (7), wie er auch in diesem Aufbau Verwendung findet, filtert den modulierten Teil eines Signals innerhalb eines sehr schmalen Frequenzbandes heraus, was eine effektive Rauschunterdrückung bewirkt. Da auf diese Weise lediglich die Amplituden gemessen werden, findet außerdem eine direkte Bildung der Spannungsdifferenz am Messwiderstand zwischen punktuell beleuchteter und unbeleuchteter Probe statt. In diesem Fall kommen ein Chopper der Firma Thorlabs, Typ MC1000 und ein Lock-In-Verstärker von Stanford Research Systems, Typ SR530 zum Einsatz. Hinter dem Chopper fokussiert eine Sammellinse (4) mit einer Brennweite von 100 mm den Laserstrahl auf eine schmale Lochblende (3) (engl.: pinhole), die eine Öffnungsweite von $50\ \mu\text{m}$ besitzt. Diese bestimmt, in Verbindung

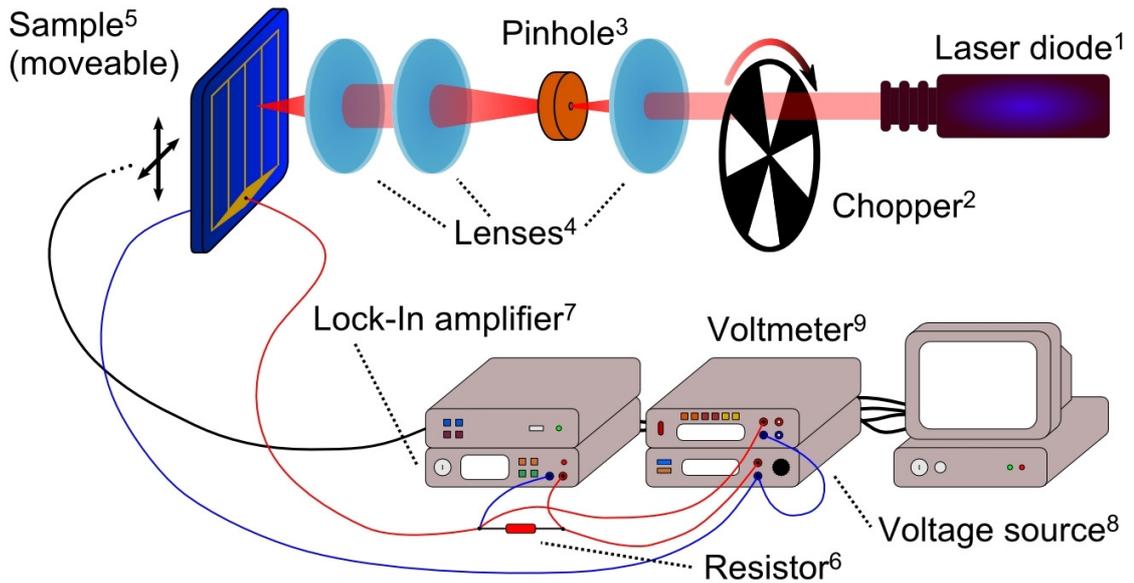


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus: 1.) Laserdiode mit einer Photonenenergie zwischen den Bandlücken der Deckschicht und des p - n -Übergangs der Probe, 2.) Lichtzerhacker, 3.) Lochblende, 4.) Sammellinsen, 5.) Probe auf motorisiertem zweidimensionalen Verschiebetisch, 6.) Messwiderstand, 7.) Lock-In-Verstärker, 8.) Steuerspannungsquelle, 9.) Voltmeter

mit der anschließend folgenden Abbildungsoptik, den Strahldurchmesser auf der Probenoberfläche und damit das räumliche Auflösungsvermögen des Aufbaus. Das transmittierte Licht wird durch zwei Sammellinsen (4) mit Brennweiten von 80 mm und 48 mm auf die Probe fokussiert. In Abbildung 3.2 sind das horizontale und das vertikale Intensitätsprofil des auftreffenden Laserstrahls dargestellt. Die Profile wurden durch eine CCD-Kamera (engl.: **C**harge **C**oupled **D**evice) aufgenommen und das unvermeidbare Rauschen mit Hilfe eines Fourierfilters entfernt [32]. Der Strahl besitzt ein gaußförmiges Intensitätsprofil mit einer vollen Halbwertsbreite (engl.: **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum, FWHM) von etwa 30 μm bis 40 μm . Sämtliche Messungen erfolgen bei Raumtemperatur, eine Kühlung oder auch Erwärmung der Probe ist aber prinzipiell möglich, um beispielsweise unter realen Betriebsbedingungen messen zu können. Nähere Details hierzu finden sich in Abschnitt 3.7. Die Steuerung des gesamten Aufbaus, sowie die Datenaufnahme erfolgen mit einem handelsüblichen Pentium 4 Büro-PC (engl.: **P**ersonal **C**omputer).

Durch den Einsatz eines kleineren Pinholes sowie eines Mikroskopobjektivs mit geeigneter Tubuslinse zur Abbildung des Laserstrahls auf die Probe, lassen sich Fokusdurchmesser erreichen, die lediglich von der Lichtbeugung begrenzt sind und

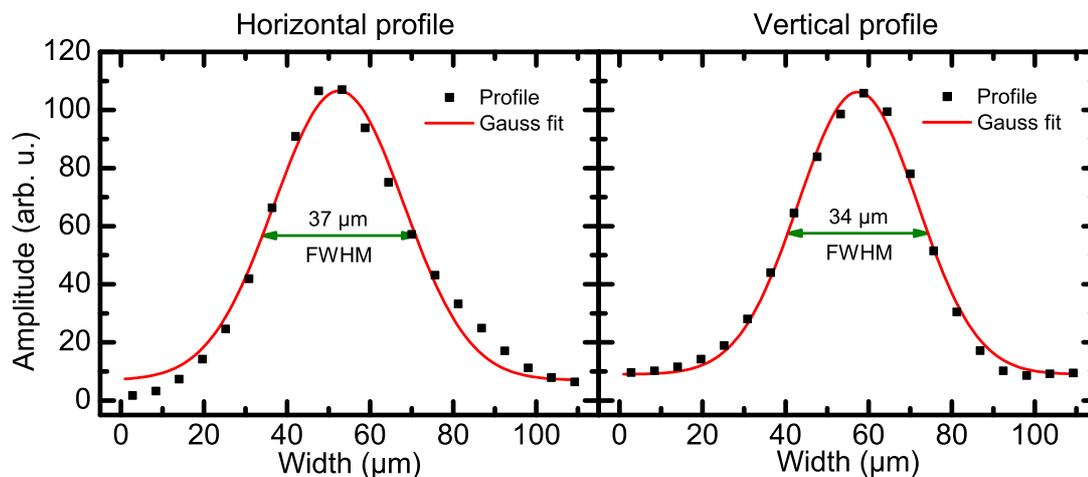


Abbildung 3.2.: Horizontales und vertikales Intensitätsprofil des Laserstrahls auf der Probenoberfläche. Die Profile zeigen einen gaußförmigen Verlauf mit einer vollen Halbwertsbreite von etwa $30\ \mu\text{m}$ - $40\ \mu\text{m}$.

somit wenige 100 nm betragen, je nach Wellenlänge [33, 34]. Aufgrund der bereits erwähnten lateralen Diffusion angeregter Ladungsträger ist eine derartig starke Fokussierung allerdings nur bedingt sinnvoll, da so mitunter ein inhomogenes Anregungsprofil erzeugt wird, dessen Durchmesser den des anregenden Laserstrahls deutlich übersteigen kann. Dieser Effekt hängt stark von der jeweiligen Probe und der angelegten Vorspannung ab. Um Fehler zu vermeiden, ist somit eine sorgfältige Wahl des Strahldurchmessers von großer Wichtigkeit. Ist dieser groß gegen die Ladungsträgerdiffusionslängen befindet man sich in aller Regel auf der sicheren Seite. In Abschnitt 3.6 wird allerdings noch näher auf das Thema Diffusion und deren Einfluss auf SRPS und SRIV eingegangen. Weiterhin ist die korrekte Festlegung der Modulationsfrequenz am Chopper entscheidend. Einerseits reduziert eine hohe Wiederholrate die benötigte Integrationszeit am Lock-In-Verstärker und somit die Messdauer. Andererseits gewinnen mit steigender Frequenz störende Effekte aufgrund unvermeidbarer elektrischer Kapazitäten und Induktivitäten im Stromkreis an Bedeutung. Insbesondere besitzt eine Solarzelle selbst eine spannungsabhängige Kapazität, bedingt durch die Raumladungszone des p-n-Übergangs, wie bereits in Abschnitt 2.1 erläutert. In der Praxis haben sich Modulationsfrequenzen jenseits weniger 100 Hz als problematisch herausgestellt. Die richtige Wahl des Messwiderstands spielt ebenfalls eine wichtige Rolle. Ein hoher Messwiderstand bewirkt einen großen Spannungsabfall und somit eine gute Signalstärke. Gleichzeitig führt dies aber auch zu einer Verfälschung der Messergebnisse, was in Abschnitt 3.3

näher erläutert wird. Eine zu große Verfälschung lässt sich insbesondere bei SRIV-Messungen nur schwer herauskorrigieren, was eine ernst zu nehmende Fehlerquelle darstellt. Ein weiteres Problem besteht darüber hinaus in mechanischen Schwingungen. Der Aufbau ist aufgrund der hohen Ortsauflösung extrem vibrationsempfindlich. Aus diesem Grund sind sämtliche Mechaniken auf einem luftgefederten Tisch montiert, der mögliche Schwingungen des Gebäudes dämpft und somit einen stabilen Untergrund bietet.

3.3. Auswertung der Rohdaten

Die korrekte Auswertung experimenteller Rohdaten bedarf großer Sorgfalt, da eine Reihe elektronischer Effekte innerhalb der Probe, sowie im Stromkreis des Versuchsaufbaus, die Messwerte beeinflusst. Im Folgenden werden diese Einflüsse diskutiert und Möglichkeiten einer korrekten Datenauswertung aufgezeigt.

3.3.1. Grundprinzip

Die Datenauswertung erfolgt in mehreren Schritten. Zu allererst muss der Lock-In-Verstärker kalibriert werden, da die angezeigten Werte im Allgemeinen nicht der tatsächlichen Spannungsamplitude des anliegenden Signals entsprechen, sondern lediglich proportional dazu sind. Die Proportionalitätskonstante hängt hierbei von der Art der Signalmodulation, sowie von baulichen Eigenschaften des verwendeten Lock-In-Verstärkers und der elektrischen Charakteristik der Probe ab.

Die Kalibrierung für alle hier gezeigten Messungen erfolgte unter Zuhilfenahme einer qualitativ hochwertigen Solarzelle mit der Bezeichnung 24055-b6. Diese besitzt eine vergleichbare Struktur wie die restlichen untersuchten Proben und somit sehr ähnliche elektrische Eigenschaften. Weitere Details hierzu finden sich in Kapitel 4. Unter typischen Versuchsbedingungen wurden die Spannungsamplituden am Messwiderstand einmal mit Hilfe des Lock-In-Verstärkers und anschließend unter Verwendung eines digitalen Oszilloskops der Firma Tektronix, Typ TDS 210 gemessen. Der Vergleich liefert einen Proportionalitätsfaktor von 2,31 für die Umrechnung der Lock-In-Messwerte.

Im Anschluss an die Berechnung der Spannungsamplitude ΔU lässt sich über die Beziehung $\Delta I_m = \Delta U / R_m$ die Änderung des Stromflusses durch den Messwiderstand R_m bestimmen. Da elektronische Effekte innerhalb der Solarzelle einen großen Einfluss auf das Messergebnis haben, muss ΔI_m in einem letzten Auswertungsschritt entsprechend korrigiert werden. Die Wichtigsten von ihnen lassen

sich anhand des vereinfachten Ersatzschaltbildes in Abbildung 3.3 verstehen. Die Photodiode D repräsentiert in Verbindung mit dem photoempfindlichen Nebenwiderstand R_{sh} den nicht idealen p-n-Übergang des untersuchten Probenbereichs, welcher während einer Messung zeitweise beleuchtet wird. Ein Teil des in D erzeugten Photostroms fließt durch R_{sh} , sowie den p-n-Übergang des unbeleuchteten Probenteils D_{tot} , mitsamt Nebenwiderstand $R_{sh,tot}$, ohne R_m zu passieren. Der genaue Anteil hängt stark von der Vorspannung, den Nebenwiderständen, der Strom-Spannungs-Charakteristik des p-n-Übergangs, dem effektiven, internen Serienwiderstand der Probe R_{se} sowie dem externen Serienwiderstand des Aufbaus, bestehend aus Kontakt- R_c , Mess- R_m und Innenwiderstand der Spannungsquelle R_{vs} ab. Da der Widerstand der unteren Kontaktschicht einer Solarzelle in der Regel klein ist gegen den der oberen Kontakte, hier repräsentiert durch R_{se} , findet er in diesem Modell keine Beachtung. Weiterhin bleibt der Einfluss elektrischer Kapazitäten und Induktivitäten aufgrund der in Abschnitt 3.2 erwähnten, niedrigen Modulationsfrequenz unberücksichtigt.

Mit Hilfe der kirchhoffschen Regeln lässt sich gemäß Abbildung 3.3 der Stromfluss durch R_m für die lokal beleuchtete und die unbeleuchtete Probe bei einer gewissen Vorspannung U_0 bestimmen [35–38]. Der gesuchte Messwert ist dabei die Differenz der beiden erstgenannten Größen. Um dies zu erreichen, müssen zunächst die elektrischen Potentiale φ_n beider Fälle anhand des folgenden Gleichungssystems numerisch berechnet werden, um anschließend über $I_m = (\varphi_2 - \varphi_1)/R_m$ den jeweiligen Stromfluss durch R_m ermitteln zu können:

$$\varphi_0 = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\varphi_0 - \varphi_1}{R_{vs}} + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_m} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R_m} + \frac{\varphi_3 - \varphi_2}{R_c} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\varphi_2 - \varphi_3}{R_c} + \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{R_{se}} + \frac{\varphi_5 - \varphi_3}{R_{sh,tot}} + I_{D_{tot}}(\varphi_5 - \varphi_3) = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\varphi_3 - \varphi_4}{R_{se}} + \frac{\varphi_5 - \varphi_4}{R_{sh}} + I_D(\varphi_5 - \varphi_4) = 0, \quad (3.5)$$

$$\varphi_5 = U_0. \quad (3.6)$$

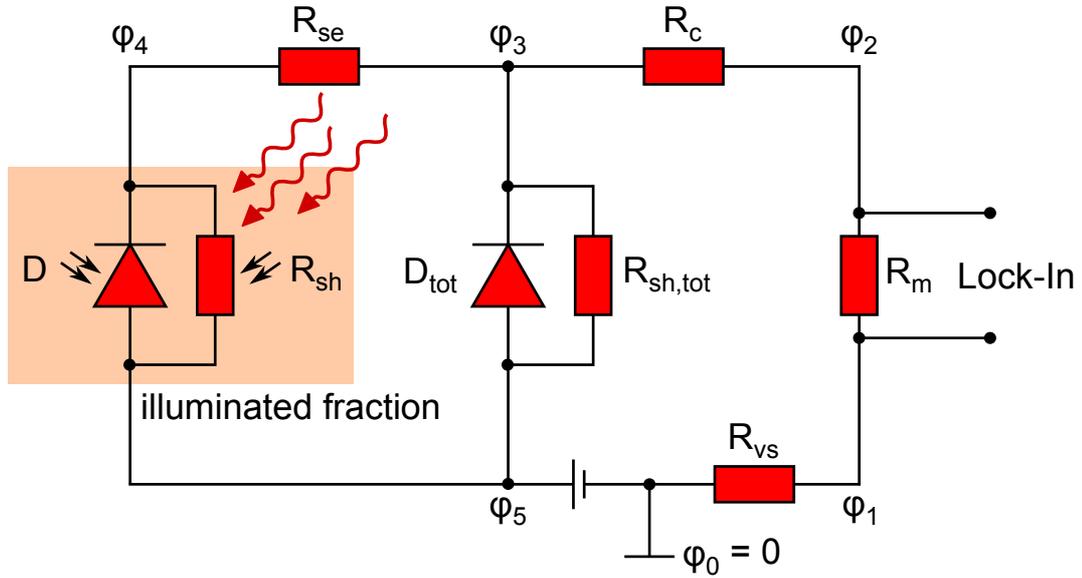


Abbildung 3.3.: Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer Solarzelle als Grundlage zur Auswertung experimenteller Rohdaten.

Die Funktionen $I_{D_{tot}}(\Delta\varphi)$ und $I_D(\Delta\varphi)$ beschreiben hierbei die Strom-Spannungs-Charakteristiken der beteiligten p-n-Übergänge ohne Nebenwiderstände gemäß Gleichung 2.2. Es ist zu beachten, dass die Werte von $I_D(\Delta\varphi)$ und R_{sh} stark davon abhängen, ob der untersuchte Probenbereich gerade beleuchtet wird oder nicht. Um im Weiteren eine bessere Unterscheidbarkeit dieser beiden Fälle zu ermöglichen, werden von hier an alle Größen, die explizit den beleuchteten Fall repräsentieren, mit dem Index „ill“ gekennzeichnet. Im unbeleuchteten Zustand findet hingegen keine spezielle Indizierung statt. Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt iterativ, wobei die Gleichungen 3.4 und 3.5 numerisch gelöst werden müssen. Hierfür kommt das bewährte Intervallhalbierungsverfahren zur Anwendung [39, 40].

Die Werte von R_{vs} , R_m und R_c lassen sich mit Hilfe eines Widerstandsmessgerätes direkt bestimmen. Die charakteristischen Parameter von D_{tot} sowie den Wert von $R_{sh,tot}$ erhält man durch Messen einer Strom-Spannungs-Kennlinie der gesamten unbeleuchteten Zelle und Anpassen der Daten mit Gleichung 2.3. Bei einem solchen Vorgehen muss allerdings der angeregte Bereich während der folgenden SRPS- und SRIV-Messungen klein gegen die Gesamtfläche der Probe sein. Die restlichen Größen, welche die untersuchte Probenstelle beschreiben, sind freie Parameter und so zu wählen, dass die jeweiligen Messdaten mit einer minimalen Abweichung reproduziert werden. Im Einzelnen handelt es sich hierbei um die Sättigungsströme, Idealitätsfaktoren und Nebenwiderstände im beleuchteten be-

ziehungsweise unbeleuchteten Fall $I_0^{(ill)}$, $n^{(ill)}$, $R_{sh}^{(ill)}$ sowie den Kurzschlussstrom I_{sc} und den effektiven, internen Serienwiderstand R_{se} . Allerdings lassen sich anhand einiger Vorüberlegungen zusätzliche Bedingungen formulieren, welche die Wahl der Parameter einschränken. So geht aus Abschnitt 3.6 hervor, dass selbst große Defekte in der oberen Kontaktschicht einer Solarzelle nur einen geringen Einfluss auf SRPS- und SRIV-Messungen haben. Daher kann R_{se} in den meisten Fällen vernachlässigt werden, ohne signifikante Fehler in der Datenauswertung zu begehen. Eine weitere Einschränkung ergibt sich aus dem Messprinzip. Gemäß Abschnitt 3.1, wird grundsätzlich die Spannungsdifferenz am Messwiderstand zwischen lokal beleuchteter und unbeleuchteter Probe ermittelt, um einen Einfluss anregungsunabhängiger Effekte auf das Ergebnis zu verhindern. Daher hat der Nebenwiderstand des untersuchten Probenbereichs R_{sh} für sich genommen keinen signifikanten Einfluss auf das Messergebnis. Lediglich die Änderung von R_{sh} bei Beleuchtung durch den anregenden Laser schlägt sich in den Messwerten nieder, was auch in Abschnitt 3.6 bestätigt wird. Somit genügt es, eine hinreichend gute Näherung für R_{sh} einer Datenauswertung zugrunde zu legen. Diese erhält man durch Umrechnung des gesamten Nebenwiderstands der unbeleuchteten Probe $R_{sh,tot}$ gemäß $R_{sh} \approx R_{sh,tot} \cdot A_{tot}/A$, wobei A die Fläche des angeregten Bereichs und A_{tot} die gesamte Probenfläche ist. In diesem Zusammenhang bietet es sich weiterhin an, einen anregungsinduzierten Nebenwiderstand gemäß

$$\frac{1}{\Delta R^{ill}} \equiv \frac{1}{R_{sh}^{ill}} - \frac{1}{R_{sh}} \quad (3.7)$$

zu definieren, welcher im Gegensatz zu den Einzelwiderständen R_{sh}^{ill} und R_{sh} experimentell zugänglich ist. Eine letzte Einschränkung ergibt sich aus dem Verhalten der Strom-Spannungs-Kennlinie der untersuchten Probenstelle in folge einer Anregung durch den einfallenden Laserstrahl. Diese zeigt bei den hier untersuchten Proben einen deutlich steileren Verlauf als die entsprechende Dunkelkennlinie. Zu diesem Verhalten könnte unter anderem folgender Effekt beitragen: Die Anregung ist praktisch kontinuierlich mit einer Überschussenergie von etwa 260 meV. Falls die Lebensdauer der angeregten Ladungsträger deren Relaxationszeit nicht deutlich übersteigt resultiert hieraus eine heiße Ladungsträgerverteilung, deren Temperatur wesentlich höher ist als die des Kristallgitters [18, 41]. Dieses heiße Ladungsträgersystem wiederum führt zu einer steileren Strom-Spannungs-Kennlinie, da I_0 stark mit dessen Temperatur ansteigt [42]. Dadurch hat die Dunkelcharakteristik der untersuchten Probenstelle, je nach Materialsystem und Wellenlänge des anregenden Lichts, keinen signifikanten Einfluss auf den Verlauf einer SRIV-Kurve. Somit reicht es auch hier für die Auswertung von Messdaten häufig aus, hinreichend gute Näherungen für I_0 und n anzusetzen. Diese erhält man durch Auswertung

der bereits angesprochenen Strom-Spannungs-Kennlinie der gesamten unbeleuchteten Zelle. Deren Sättigungsstrom und Idealitätsfaktor $I_{0,tot}$ und n_{tot} können über die Beziehungen $I_0 \approx I_{0,tot} \cdot A/A_{tot}$ und $n \approx n_{tot}$ für eine derartige Abschätzung herangezogen werden.

Unter diesen zusätzlichen Einschränkungen ergeben sich vier freie Parameter, welche mittels SRIV ermittelt werden können: Der Sättigungsstrom I_0^{ill} sowie der Idealitätsfaktor unter Beleuchtung n^{ill} , der Kurzschlussstrom I_{sc} und der anregungsinduzierte Nebenwiderstand ΔR^{ill} . Die SRPS-Methode ermöglicht hingegen nur die Bestimmung von I_{sc} und das auch nur im Fall einer vorspannungsfreien Messung. Schließlich werden in diesem Messmodus nur ortsabhängige Daten erhoben ohne die Spannung zu variieren.

Abbildung 3.4 zeigt das Ergebnis einer SRIV-Messung an der Stelle $x = 4000 \mu\text{m}$, $y = 2000 \mu\text{m}$ relativ zum oberen linken Rand der Probe 23709 zusammen mit dem Resultat einer Auswertung anhand des oben geschilderten Verfahrens. Nähere Informationen zu dieser Probe finden sich in Kapitel 4. Die Intensität des anregenden Laserstrahls betrug $18,4 \text{ W/cm}^2$ bei einer Modulationsfrequenz von 30 Hz. Der Messwiderstand hatte einen Wert von $1,3 \Omega$. Es zeigt sich, dass die Rohdaten sehr gut angepasst werden können, was die Anwendbarkeit des zugrundegelegten Modells bestätigt. Der Verlauf einer SRIV wird je nach Vorspannung von unterschiedlichen Größen dominiert. Für negative und leicht positive Spannungen, in Abbildung 3.4 blau markiert, sind dies I_{sc} und ΔR^{ill} , für stark positive, rot dargestellt, I_0^{ill} und n . Hierbei ist anzumerken, dass eine gleichzeitige Bestimmung von I_0^{ill} und n naturgemäß einer gewissen Unsicherheit unterworfen ist, da ein zu niedrig angenommenes n in gewissen Grenzen durch ein höheres I_0^{ill} ausgeglichen werden kann und umgekehrt.

3.3.2. Vereinfachte Auswertung

Ist bei hinreichend schwacher Anregung der p-n-Übergang einer Probe in Sperrrichtung oder nur leicht in Durchlassrichtung vorgespannt, wie es bei den meisten SRPS-Messungen der Fall ist, kann der Stromfluss durch die Dioden D_{tot} und D gemäß Abschnitt 2.1 als nahezu spannungsunabhängig angesehen werden. Weiterhin ist unter der Voraussetzung einer ausreichend guten Probenqualität R_{se} vernachlässigbar klein. Auf der Grundlage dieser Annahmen vereinfacht sich das oben gegebene Gleichungssystem zu:

$$\frac{-\varphi_{pn}^{(ill)}}{R_c + R_m + R_{vs}} + \frac{U_0 - \varphi_{pn}^{(ill)}}{R_{sh,tot}} + I_{D_{tot}} + \frac{U_0 - \varphi_{pn}^{(ill)}}{R_{sh}^{(ill)}} + I_D^{(ill)} = 0, \quad (3.8)$$

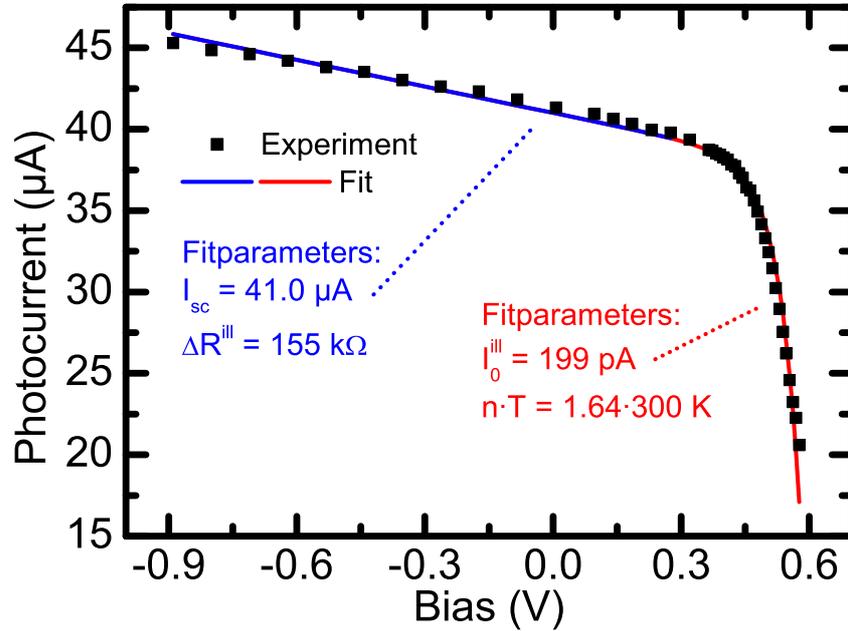


Abbildung 3.4.: Auswertung einer lokalen Kennlinienmessung an der Probe 23709. Der blaue Teil der Kurve wird über den Kurzschlussstrom I_{sc} und den anregungsinduzierten Nebenwiderstand ΔR^{ill} angepasst, der rote Teil über den Sättigungsstrom I_0^{ill} und den Idealitätsfaktor n .

wobei gemäß Abbildung 3.3 $\varphi_3 = \varphi_4 \equiv \varphi_{pn}$ gilt. Mit:

$$\frac{\varphi_{pn}^{ill} - \varphi_{pn}}{R_c + R_m + R_{vs}} = \Delta I_m \quad (3.9)$$

ergibt sich daraus folgende Beziehung für den lokal erzeugten Photostrom $I_{ph} = I_D^{ill} - I_D$:

$$I_{ph} = \Delta I_m \cdot \left(1 + \frac{R_c + R_m + R_{vs}}{R_{sh,tot}} \right). \quad (3.10)$$

Hierbei wird aufgrund von $R_{sh}^{(ill)} \gg R_{sh,tot}$ der Beitrag des vierten Terms in Gleichung 3.8 gegen den des zweiten Terms vernachlässigt.

In Abbildung 3.5 ist ΔI_m in Abhängigkeit von $R_c + R_m + R_{vs}$ dargestellt. Die Daten wurden an der Stelle $x = 2000 \mu\text{m}$, $y = 3500 \mu\text{m}$ der Probe 23709 aufgenommen. Die Intensität des anregenden Laserstrahls betrug $18,4 \text{ W/cm}^2$, bei einer Modulationsfrequenz von 330 Hz. Weiterhin lag eine Spannung von 0,5 V in Sperrrichtung des p-n-Übergangs an, was einen typischen Wert für eine SRPS-Messung darstellt. Die Daten lassen sich sehr gut mit Gleichung 3.10 reproduzieren, was die Richtigkeit der oben getroffenen Annahmen bestätigt. Somit können gemäß Gleichung 3.10 SRPS-Rohdaten sehr leicht gegen den Einfluss des unbeleuchteten Probesteils korrigiert werden, was die Auswertung deutlich vereinfacht, da keine aufwändigen numerischen Berechnungen durchzuführen sind.

3.4. Diffusion

Wie bereits in den Abschnitten 3.1 und 3.2 erläutert wurde, stellt der Verlust angeregter Ladungsträger aufgrund lateraler Diffusion an den Grenzen des beleuchteten Bereichs einen wesentlichen Faktor dar, welcher das räumliche Auflösungsvermögen von SRPS- und SRIV-Messungen einschränkt. Ist die experimentelle Auflösung zu klein gewählt, kommt es aufgrund dieser Diffusionsprozesse zu Verfälschungen der Messergebnisse, was eine Missinterpretation der Daten nach sich ziehen kann. Um dies zu vermeiden, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Ladungsträgerverluste vonnöten. Im Folgenden wird ein Modell vorgestellt, mit dessen Hilfe die Ladungsträgerverteilungen innerhalb des angeregten Bereichs bei SRPS- und SRIV-Messungen berechnet werden können. Anhand dieser Informationen lassen sich anschließend Rückschlüsse auf Verluste an den Rändern ziehen, was eine Bestimmung der möglichen experimentellen Auflösung ermöglicht.

Die Kontinuitätsgleichung der Elektrodynamik, erweitert um zusätzliche Terme für Erzeugung $G(\vec{r})$ und Rekombination $R(\vec{r}, t)$ von Ladungsträgern,

$$\frac{\partial \rho_{e/h}(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \text{div } \vec{j}_{e/h}(\vec{r}, t) + G(\vec{r}) - R_{e/h}(\vec{r}, t), \quad (3.11)$$

dient als Basis zur Aufstellung von Gleichungen für den Ladungsträgertransport innerhalb eines vorgespannten p-n-Übergangs unter optischer Anregung [43–45]. Diese erlauben es, die zeitliche Entwicklung der Dichte freier Elektronen beziehungsweise Löcher $\rho_{e/h}(\vec{r}, t)$ im angeregten Probenbereich zu berechnen. Die entsprechenden Ladungsträgerströme $\vec{j}_{e/h}(\vec{r}, t)$ setzen sich aus diffusionsbedingten Anteilen gemäß des ersten Fickschen Gesetzes

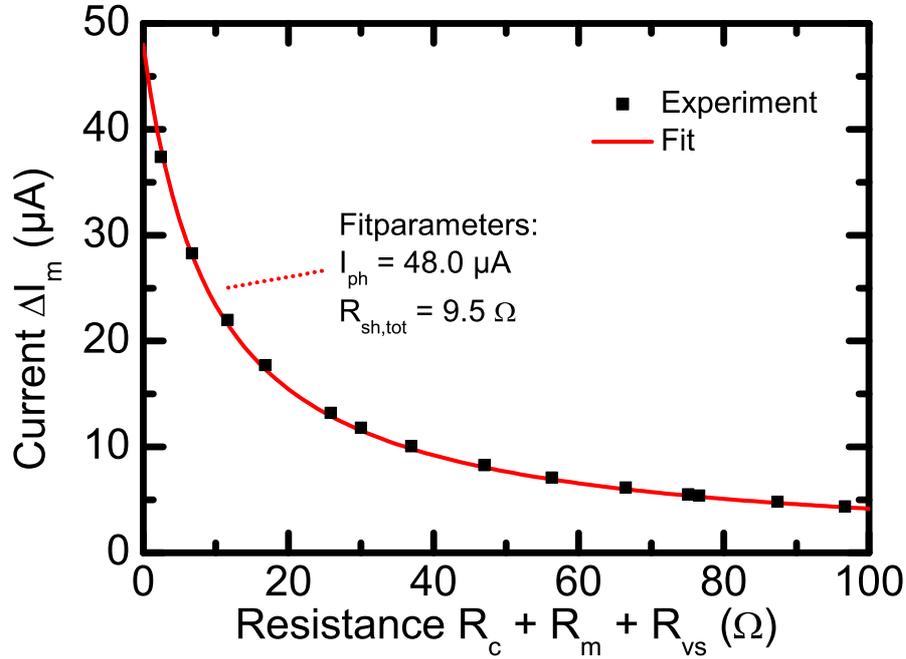


Abbildung 3.5.: *Abhängigkeit des gemessenen Photostroms vom externen Serienwiderstand im Stromkreis der Probe 23709, wenn eine Vorspannung in Sperrrichtung des p-n-Übergangs angelegt wird. Die Messdaten lassen sich mit der diskutierten Anpassungsfunktion sehr gut in Einklang bringen.*

$$\vec{j}_{e/h}^{diff}(\vec{r}, t) = -D_{e/h} \cdot \vec{\nabla} \rho_{e/h}(\vec{r}, t) \quad (3.12)$$

sowie driftbedingten Anteilen aufgrund elektrischer Felder $\vec{E}(\vec{r}, t)$

$$\vec{j}_{e/h}^{drift}(\vec{r}, t) = \mp \mu_{e/h} \cdot \rho_{e/h}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.13)$$

zusammen [46–49]. Die Gleichungen 3.12 und 3.13 beschreiben in dieser speziellen Form den Fall eines isotropen Mediums. Die Diffusionskonstanten $D_{e/h}$ für Elektronen und Löcher sind mit den entsprechenden Beweglichkeiten $\mu_{e/h}$ über die Einstein-Smoluchowski-Beziehung verknüpft [50, 51]:

$$D_{e/h} = \frac{k_B T}{e} \cdot \mu_{e/h}. \quad (3.14)$$

Hierbei bezeichnen k_B die Boltzmann-Konstante, T die Proben temperatur und e die elektrische Elementarladung. Diese Annahmen sind physikalisch nicht ganz korrekt, da die Ladungsträgerströme streng genommen nicht aus einer Überlagerung drift- und diffusionsbedingter Anteile bestehen [4]. Vielmehr werden sie durch den Gradienten des jeweiligen Quasi-Ferminiveaus $E_{f,e/h}$, welches sich wiederum aus dem chemischen und elektrischen Potential zusammensetzt, gemäß

$$\vec{j}_{e/h}(\vec{r}, t) = \mp \frac{\mu_{e/h} \cdot \rho_{e/h}(\vec{r}, t)}{e} \cdot \vec{\nabla} E_{f,e/h}(\vec{r}, t) \quad (3.15)$$

getrieben. Der Grund für die Verwendung der Gleichungen 3.12 und 3.13 liegt in der besseren numerischen Lösbarkeit. Weiterhin sind diese unter Berücksichtigung der Beziehung 3.14 und im Rahmen der weiteren Näherungen mathematisch identisch mit der physikalisch korrekten Beschreibung 3.15. Das elektrische Feld wird anhand der ersten maxwellischen Gleichung über $\rho_e(\vec{r}, t)$ und $\rho_h(\vec{r}, t)$, sowie die Dichten ionisierter Donator- $\rho_{d,ion}(\vec{r}, t)$ und Akzeptorniveaus $\rho_{a,ion}(\vec{r}, t)$ bestimmt [43, 44, 52]:

$$\text{div } \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{e \cdot (\rho_h(\vec{r}, t) + \rho_{d,ion}(\vec{r}, t) - \rho_e(\vec{r}, t) - \rho_{a,ion}(\vec{r}, t))}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (3.16)$$

Auch diese beschreibt den Fall eines homogenen Mediums, wobei ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des Probenmaterials bezeichnen. Die Randbedingung zur Berechnung von $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ergibt sich aus der Dichte des elektrischen Stroms \vec{j}_{el} , welcher infolge einer äußeren Vorspannung durch die Probe fließt:

$$\vec{E}((x, y, 0), t) = \frac{\vec{j}_{el}}{e \cdot (\mu_e \cdot \rho_e((x, y, 0), t) + \mu_h \cdot \rho_h((x, y, 0), t))}. \quad (3.17)$$

Die optische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ist für hinreichend kleine Bestrahlungsstärken proportional zur Intensität des einfallenden Laserlichts. Der Proportionalitätsfaktor q zwischen der Anzahl absorbierter Photonen einer bestimmten Energie und der Anzahl gebildeter Ladungsträgerpaare ist die interne Quanteneffizienz (engl.: **I**nternal **Q**uantum **E**fficiency, IQE). In dem hier vorgestellten Modell wird angenommen, dass eine Ladungsträgererzeugung nur im Leitungs-

und Valenzband stattfindet. Da die Lichtintensität im Medium, dem beerschen Gesetz entsprechend, exponentiell mit der Eindringtiefe z abnimmt gilt folgender Zusammenhang [53]:

$$G(\vec{r}) = \frac{I_0(x, y)}{h\nu} q\alpha(\nu) \cdot e^{-\alpha(\nu) \cdot z}. \quad (3.18)$$

Der Faktor I_0 bezeichnet die Intensität des anregenden Laserstrahls nach Eintritt in die Probe, ν ist dessen Lichtfrequenz, h das plancksche Wirkungsquantum und $\alpha(\nu)$ der materialspezifische Absorptionskoeffizient. Die Rekombination von Ladungsträgern zwischen Leitungs- und Valenzband sowie den Donator- und Akzeptorniveaus in der Bandlücke, deren Dichten N_d und N_a betragen, wird über folgendes Modell beschrieben: Jede Ladungsträgerkonfiguration, bestehend aus den Dichten freier Elektronen, Löcher, ionisierter Donator- sowie Akzeptorniveaus, besitzt ein Gleichgewichtsferminiveau $E_f(\vec{r}, t)$ welches der Beziehung

$$\begin{aligned} n_e^0 \cdot e^{\frac{E_f(\vec{r}, t) - E_c}{k_B T}} + \frac{N_a}{2 \cdot e^{\frac{E_a - E_f(\vec{r}, t)}{k_B T}} + 1} - \rho_e(\vec{r}, t) - \rho_{a, ion}(\vec{r}, t) = \\ n_h^0 \cdot e^{\frac{E_v - E_f(\vec{r}, t)}{k_B T}} + \frac{N_d}{2 \cdot e^{\frac{E_f(\vec{r}, t) - E_d}{k_B T}} + 1} - \rho_h(\vec{r}, t) - \rho_{d, ion}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (3.19)$$

folgt [48, 49, 54]. Hierbei liegt der Berechnung der Konzentrationen freier Ladungsträger ein parabolischer Verlauf von Leitungs- und Valenzband im Rahmen der Näherung der effektiven Masse $m_{e/h}^{eff}$ zugrunde. Ferner wurden die entsprechenden Fermi-Dirac-Verteilungsfunktionen durch Boltzmann-Verteilungsfunktionen angenähert, da der Abstand zwischen $E_f(\vec{r}, t)$ und der Leitungs- beziehungsweise Valenzbandkante hinreichend groß gegen die thermische Energie $k_B T$ ist. Die kritischen Dichten von Elektronen und Löchern sind durch

$$n_{e/h}^0 = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_{e/h}^{eff} k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.20)$$

gegeben, E_c , E_v , E_d und E_a bezeichnen die Energien von Leitungs- und Valenzbandkante sowie der Donator- und Akzeptorniveaus. Das Ladungsträgersystem ist stets bemüht, ein thermodynamisches Gleichgewicht einzunehmen. Dieses zeichnet sich im hier vorliegenden Fall durch eine minimale freie Energie $F = U - T \cdot S$ aus, wobei U die innere Energie und S die Entropie darstellen. Die Konfiguration,

welche über $E_f(\vec{r}, t)$ beschrieben wird, besitzt dieses thermodynamische Gleichgewicht und somit werden sämtliche Rekombinationsprozesse darauf abzielen, diesen Zustand zu erreichen [55, 56]. Daher können für die zeitlichen Veränderungen der Dichten freier Elektronen und Löcher sowie ionisierter Donator- und Akzeptorniveaus die folgenden Beziehungen angenommen werden:

$$R_{e/h}(\vec{r}, t) = \frac{\rho_{e/h}(\vec{r}, t) - n_{e/h}^0 \cdot e^{\frac{\pm(E_f(\vec{r}, t) - E_{c/v})}{k_B T}}}{\tau}, \quad (3.21)$$

$$R_{d/a}(\vec{r}, t) = \frac{\rho_{d/a, ion}(\vec{r}, t) - N_{d/a} \cdot (2 \cdot e^{\frac{\pm(E_f(\vec{r}, t) - E_{d/a})}{k_B T}} + 1)^{-1}}{\tau}. \quad (3.22)$$

Die Konstante τ steht für die Ladungsträgerlebensdauer und lässt sich anhand zeitaufgelöster Photolumineszenzmessungen (engl.: **T**ime-**R**esolved **P**hotoluminescence, TRPL) bestimmen [57–59]. In Verbindung mit Gleichung 3.19 zeigt sich, dass $R_e + R_a - R_h - R_d = 0$ gilt und somit die Ladungsträgererhaltung gewahrt ist. Anhand dieser Vorüberlegungen ergibt sich folgendes Gleichungssystem zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung aller vier relevanten Ladungsträgerdichten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e/h}(\vec{r}, t)}{\partial t} = & \operatorname{div} (D_{e/h} \cdot \vec{\nabla} \rho_{e/h}(\vec{r}, t) \pm \mu_{e/h} \cdot \rho_{e/h}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) + \\ & \frac{I_0(x, y)}{h\nu} q\alpha(\nu) \cdot e^{-\alpha(\nu) \cdot z} - \frac{\rho_{e/h}(\vec{r}, t) - n_{e/h}^0 \cdot e^{\frac{\pm(E_f(\vec{r}, t) - E_{c/v})}{k_B T}}}{\tau}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \rho_{d/a, ion}(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\rho_{d/a, ion}(\vec{r}, t) - N_{d/a} \cdot (2 \cdot e^{\frac{\pm(E_f(\vec{r}, t) - E_{d/a})}{k_B T}} + 1)^{-1}}{\tau}. \quad (3.24)$$

Eine Lösung hiervon ist nur numerisch möglich. Dazu wird die Probe zunächst in eine Vielzahl kleiner, diskreter Bereiche aufgeteilt. Ausgehend von geeignet gewählten Anfangsbedingungen lassen sich für jeden Bereich die Änderungen der einzelnen Ladungsträgerdichten im Verlauf eines festgelegten Zeitraums aufgrund von Transport, Erzeugung und Rekombination berechnen. Dadurch ergeben sich neue Ladungsträgerdichten, die wiederum die Basis zur Berechnung des folgenden Zeitschrittes bilden. Da ein solches Vorgehen sehr aufwändig aber notwendig ist, beschränken sich die Simulationen hier lediglich auf die Richtung senkrecht

zur Probenoberfläche. Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme einer räumlich homogenen Anregung ohne Vorspannungsgradient entlang der Probenebene. Die Berechnung des Gleichgewichtsferminiveaus $E_f(z, t)$ und des elektrischen Feldes $\vec{E}(z, t)$ erfolgen mit Hilfe des bereits erwähnten Intervallhalbierungs- beziehungsweise des Eulerverfahrens [39, 60, 61].

Abbildung 3.6 zeigt die simulierten Ladungsträgerdichten, den Verlauf des elektrischen Potentials sowie des Fermi-niveaus und des elektrischen Feldes im p-n-Übergang der Probe 23709. Die Berechnungen erfolgten unter der Annahme einer Temperatur von 300 K sowie einer Akzeptordichte im n- und einer Donatordichte im p-dotierten Gebiet von jeweils $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. An der Schnittstelle zwischen n- und p-Bereich wurde ferner ein linearer Abfall, beziehungsweise Anstieg, der Donator- und Akzeptorkonzentrationen auf einer Länge von 1 nm vorausgesetzt. Die weiterhin benötigten Materialparameter sowie Daten zur Probengeometrie finden sich in Kapitel 4 und den dort angegebenen Referenzen. Aus Gründen der besseren Sichtbarkeit ist lediglich die unmittelbare Umgebung des p-n-Übergangs dargestellt. Die Graphen offenbaren alle theoretisch erwarteten Merkmale. Neben der Bildung einer Raumladungszone mit nahezu vollständig ionisierten Donator- und Akzeptorniveaus, deren Breite durch Gleichung 2.1 gegeben ist, sind dies weiterhin: Ein konstantes, einheitliches Fermi-niveau E_f und daraus folgend eine konstante intrinsische Ladungsträgerdichte ρ_i entlang der gesamten Probe sowie die Entstehung eines elektrischen Feldes innerhalb der Raumladungszone mit entsprechendem Potential, welches eine Verschiebung der Leitungs- und Valenzbandkante bewirkt. Dies ist ein Beleg für die Richtigkeit des oben vorgestellten Modells sowie des numerischen Lösungsalgorithmus.

Hierauf aufbauend können die vorspannungs- und anregungsabhängigen Ladungsträgerdichten innerhalb der aktiven Probenbereiche ermittelt werden. Gemäß der Beziehung

$$G(\vec{r}) \cdot \tau_{e/h}^{eff}(\vec{r}) = \Delta\rho_{e/h}(\vec{r}) \quad (3.25)$$

lassen sich daraus effektive Verweildauern $\tau_{e/h}^{eff}(\vec{r})$ der Elektronen und Löcher bestimmen, wobei $\Delta\rho_{e/h}(\vec{r})$ die anregungsbedingte Erhöhung der Ladungsträgerdichten beschreibt. Daraus können wiederum ortsabhängige, effektive Diffusionslängen über

$$L_{e/h}^{eff}(\vec{r}) = \sqrt{D_{e/h} \cdot \tau_{e/h}^{eff}(\vec{r})} \quad (3.26)$$

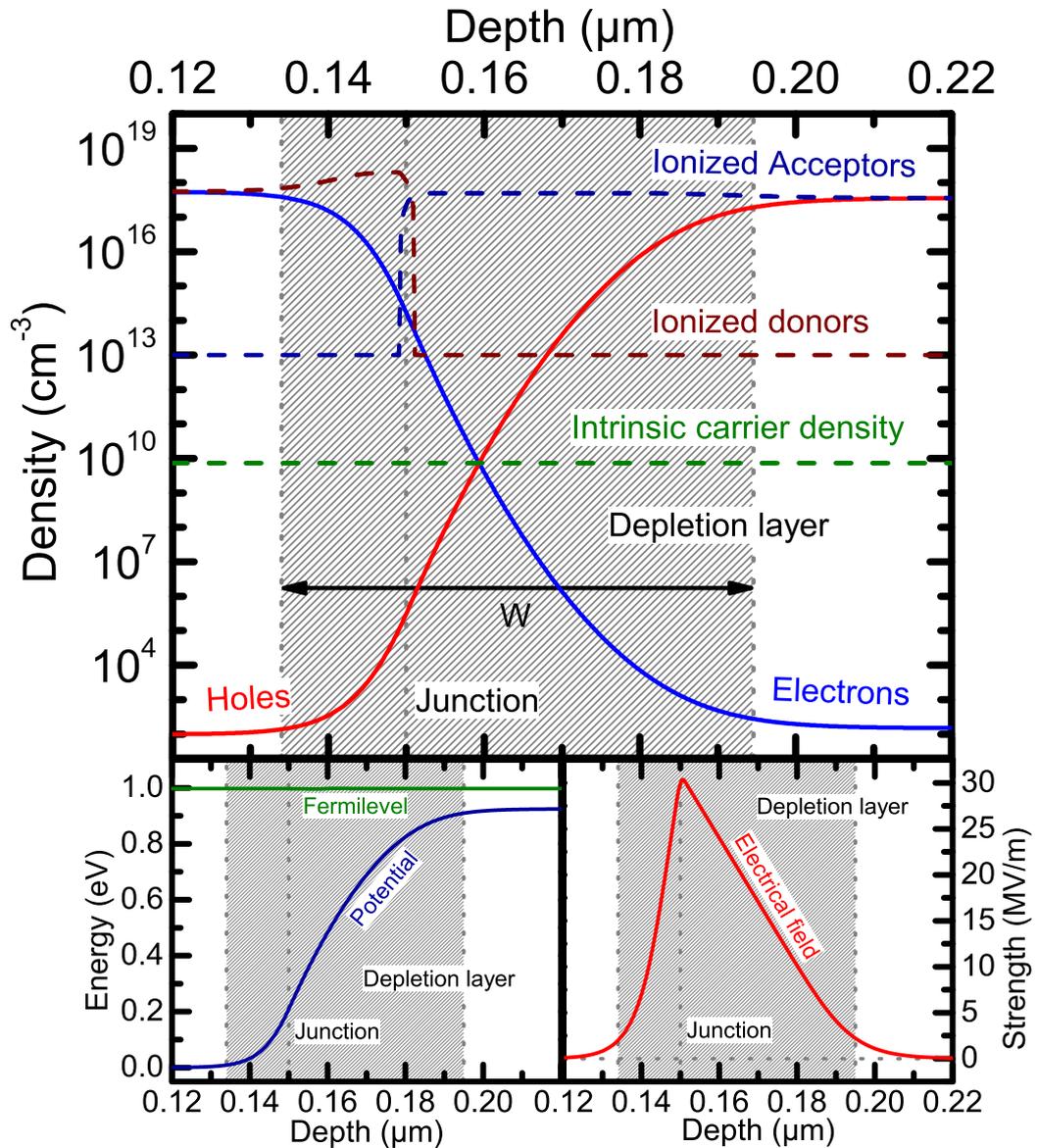


Abbildung 3.6.: Berechnete Ladungsträgerdichten innerhalb des p - n -Übergangs der Probe 23709 ohne optische Anregung und Vorspannung (oben). Verlauf des elektrischen Potentials sowie des Fermi-niveaus (unten links). Stärke des elektrischen Feldes aufgrund der Raumladungen (unten rechts). Die Graphen weisen alle theoretisch erwarteten Merkmale auf.

berechnet werden. Alle Ladungsträger, die in einem Abstand unterhalb ihrer effektiven Diffusionslänge vom Rand des angeregten Bereichs erzeugt werden, können

diesen auch verlassen. Somit muss der Durchmesser des einfallenden Laserstrahls groß gegen $L_{e/h}^{eff}(\vec{r})$ sein, um Verluste infolge lateraler Ladungsträgerdiffusion vernachlässigbar klein zu halten und eine Verfälschung der Messergebnisse aufgrund dieses Effekts zu vermeiden.

3.5. Simulation

Eine fundierte Bewertung von SRPS und SRIV ist anhand von Testmessungen alleine nicht möglich, da eine Vielzahl von Effekten auf die Messergebnisse einwirkt und diese experimentell nicht getrennt voneinander untersucht werden können. Die wichtigsten sind hierbei Inhomogenitäten in der Probenqualität, der Einfluss des unbeleuchteten Bereichs auf den gemessenen Photostrom, der effektive, interne Serienwiderstand der Probe sowie der externe Serienwiderstand des Aufbaus. Insbesondere ist zu beachten, dass die ersten drei genannten Effekte davon abhängen, wo die untersuchte Stelle auf der Probe liegt. Daher ist es nur mit Hilfe numerischer Simulationen möglich, die einzelnen Einflüsse auf die Messergebnisse unabhängig voneinander zu analysieren.

3.5.1. Grundprinzip

In Abbildung 3.7 ist ein detailliertes Ersatzschaltbild einer Solarzelle, welches alle oben genannten Punkte berücksichtigt, schematisch dargestellt. Die Probe ist aufgeteilt in eine Vielzahl rechteckiger Domänen, deren Größe dem räumlichen Auflösungsvermögen des verwendeten Versuchsaufbaus entspricht. In diesem Fall sind dies $30\mu\text{m}$ Länge und $30\mu\text{m}$ Breite. Wie aus Abbildung 3.8 ersichtlich besteht jede Domäne aus einer Photodiode und einem photoempfindlichen Nebenwiderstand, welche den nicht idealen p-n-Übergang der Probe bilden. Jeweils vier ohmsche Widerstände repräsentieren die Deckschicht sowie die oberen Kontakte und stellen eine Verbindung zu den vier benachbarten Domänen her. Diese werden als nicht photoempfindlich angenommen, da der einfallende Laserstrahl bei einer SRPS- oder SRIV-Messung die Deckschicht nicht anregt. Anhand der spezifischen Materialparameter ist es in Verbindung mit der bekannten Probengeometrie möglich, die Werte dieser Widerstände für jede Domäne zu berechnen [35–38]. Die Nebenwiderstände sowie die charakteristischen Parameter der einzelnen Dioden im beleuchteten und unbeleuchteten Fall können über Kennlinienmessungen bestimmt werden, wie in Abschnitt 3.3 geschildert. Der externe Serienwiderstand des Aufbaus, bestehend aus Kontakt- R_c , Mess- R_m und Innenwiderstand der Spannungsquelle R_{vs} lässt sich über Widerstandsmessgeräte direkt ermitteln. Wie

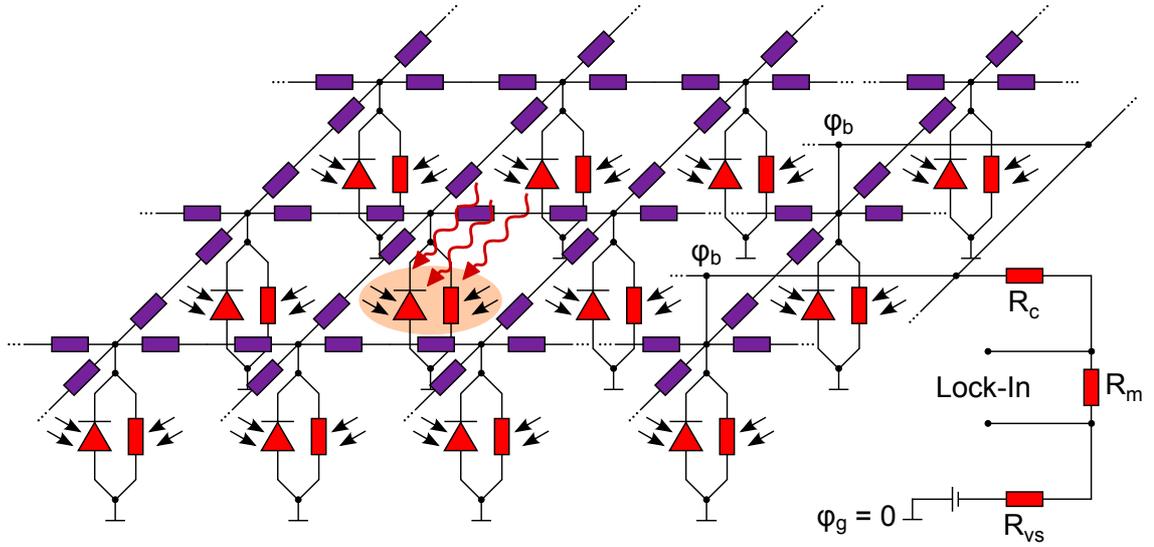


Abbildung 3.7.: Detailliertes Ersatzschaltbild einer Solarzelle als Grundlage zur Simulation von SRPS- und SRIV-Messungen.

bereits in Abschnitt 3.3 werden auch in diesem Modell der Widerstand der unteren Kontaktschicht, sowie elektrische Kapazitäten und Induktivitäten vernachlässigt. An den Stellen, wo die Bonddrähte mit dem Busbar der Probe verbunden sind, stellt sich ein Potential φ_b ein, welches von dem gesamten Stromfluss $I_{tot}(U_0)$, den externen Serienwiderständen sowie der angelegten Vorspannung U_0 abhängt. Durch Anwenden der kirchhoffschen Regeln folgt:

$$\varphi_g = 0, \quad (3.27)$$

$$\varphi_b = (R_c + R_m + R_{vs}) \cdot I_{tot}(U_0) - U_0. \quad (3.28)$$

Für die restlichen Domänen lässt sich das Potential $\varphi_{(i,j)}$ an der Oberseite von Diode $D_{(i,j)}$ und Nebenwiderstand $R_{sh,(i,j)}$ in Abhängigkeit der Potentiale der vier Nachbardomänen $\varphi_{(i-1,j)}$, $\varphi_{(i+1,j)}$, $\varphi_{(i,j-1)}$, $\varphi_{(i,j+1)}$ errechnen. Gemäß Abbildung 3.8 erhält man:

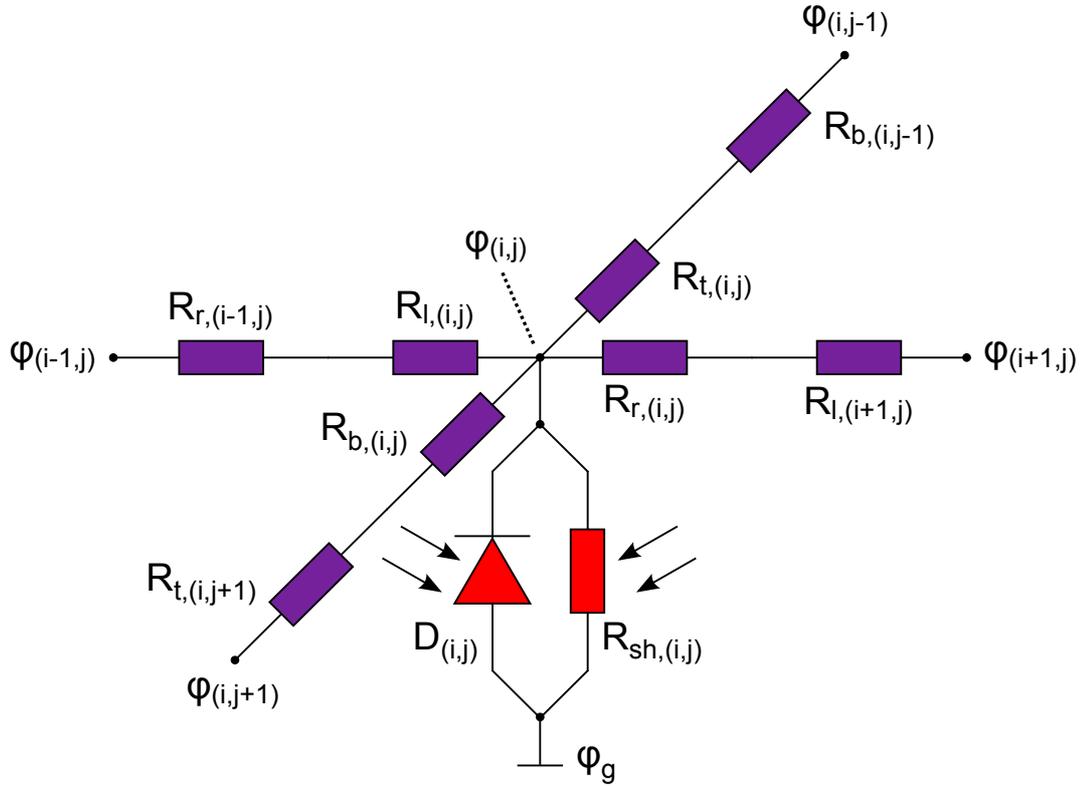


Abbildung 3.8.: Ersatzschaltbild einer einzelnen Solarzellendomäne als Grundlage zur Simulation von SRPS- und SRIV-Messungen.

$$\begin{aligned}
 & \frac{\varphi_{(i-1,j)} - \varphi_{(i,j)}}{R_{r,(i-1,j)} + R_{l,(i,j)}} + \frac{\varphi_{(i,j-1)} - \varphi_{(i,j)}}{R_{b,(i,j-1)} + R_{t,(i,j)}} + \frac{\varphi_{(i+1,j)} - \varphi_{(i,j)}}{R_{l,(i+1,j)} + R_{r,(i,j)}} + \\
 & \frac{\varphi_{(i,j+1)} - \varphi_{(i,j)}}{R_{t,(i,j+1)} + R_{b,(i,j)}} + \frac{\varphi_g - \varphi_{(i,j)}}{R_{sh,(i,j)}} + I_{D(i,j)}(\varphi_g - \varphi_{(i,j)}) = 0,
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

wobei $R_{*,(i(\pm 1),j(\pm 1))}$ die beteiligten Deckschichtwiderstände und $I_{D(i,j)}(\Delta\varphi)$ die Strom-Spannungs-Charakteristik der betrachteten Diode sind. Es ist zu beachten, dass $R_{sh,(i,j)}$ sowie $I_{D(i,j)}(\Delta\varphi)$ stark davon abhängen, ob die entsprechende Domäne gerade beleuchtet wird oder nicht. Die Gleichungen 3.28 und 3.29 sind über die Beziehung

$$I_{tot}(U_0) = \sum_{i,j} \left(\frac{\varphi_g - \varphi_{(i,j)}}{R_{sh,(i,j)}} + I_{D_{(i,j)}}(\varphi_g - \varphi_{(i,j)}) \right) \quad (3.30)$$

miteinander verknüpft. Anhand des Gleichungssystems 3.29 und der Randbedingung 3.28 lassen sich die einzelnen $\varphi_{(i,j)}$ iterativ berechnen. Hierbei muss Gleichung 3.29 über das in Abschnitt 3.3 bereits erwähnte Intervallhalbierungsverfahren numerisch gelöst werden. Die Simulation einer Messung erfolgt nun in zwei Schritten. Im ersten Schritt werden, unter der Annahme, dass eine spezielle Domäne beleuchtet ist, alle $\varphi_{(i,j)}$ berechnet und daraus der gesamte Stromfluss $I_{tot}^{ill}(U_0)$ gemäß Gleichung 3.30 ermittelt. Im zweiten Schritt wird die Potentialverteilung $\varphi_{(i,j)}$ der vollständig unbeleuchteten Probe bestimmt, aus der wiederum der gesamte Stromfluss $I_{tot}(U_0)$ folgt. Die Differenz dieser beiden Ströme ist der gesuchte Messwert.

Abbildung 3.9 zeigt die Ergebnisse einer SRIV-Messung sowie der entsprechenden Simulation an der Stelle $x = 2000 \mu\text{m}$, $y = 3750 \mu\text{m}$ von Probe 23709. Der anregende Laserstrahl hatte eine Intensität von $18,4 \text{ W/cm}^2$, bei einer Modulationsfrequenz von 30 Hz. Der Wert des Messwiderstands lag bei $1,3 \Omega$. Die Materialparameter sowie Daten zur Probengeometrie, welche der Simulation zugrunde liegen, finden sich in Kapitel 4 sowie den darin enthaltenen Referenzen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation, was die Richtigkeit des oben erläuterten Modells bestätigt.

3.5.2. Technische Umsetzung

Die hier untersuchten Solarzellenprototypen weisen typischerweise eine Höhe von 5 mm bei einer Breite von ebenfalls 5 mm auf. Entsprechend der experimentellen Auflösung ergeben sich somit $167 \cdot 167 = 27889$ Domänen, die in einer Simulation berücksichtigt werden müssen. Weiterhin ist eine hohe numerische Genauigkeit von 11 Dezimalstellen nötig, um die experimentellen Beobachtungen korrekt wiederzugeben. Aus diesen beiden Gründen erweist sich selbst die Berechnung einer einzelnen Potentialverteilung $\varphi_{(i,j)}$ als sehr aufwändig und dauert auf einem modernen Pentium 4 Büro-PC mehrere Stunden. Im Verlauf einer SRPS-Messung wird aber jede Domäne einmal beleuchtet, was zu einer individuellen Potentialverteilung führt, die jeweils separat berechnet werden muss. Die Simulation einer gesamten Messung ist somit extrem langwierig und mit einem normalen Bürocomputer nicht zu leisten. Eine Möglichkeit die Komplexität zu verringern, besteht in der Vereinfachung der Randbedingung 3.28 zu: $\varphi_b = -U_0$. Dies entspricht der Annahme $R_c + R_m + R_{vs} = 0 \Omega$. Da dies in einer realen Messung nicht zu errei-

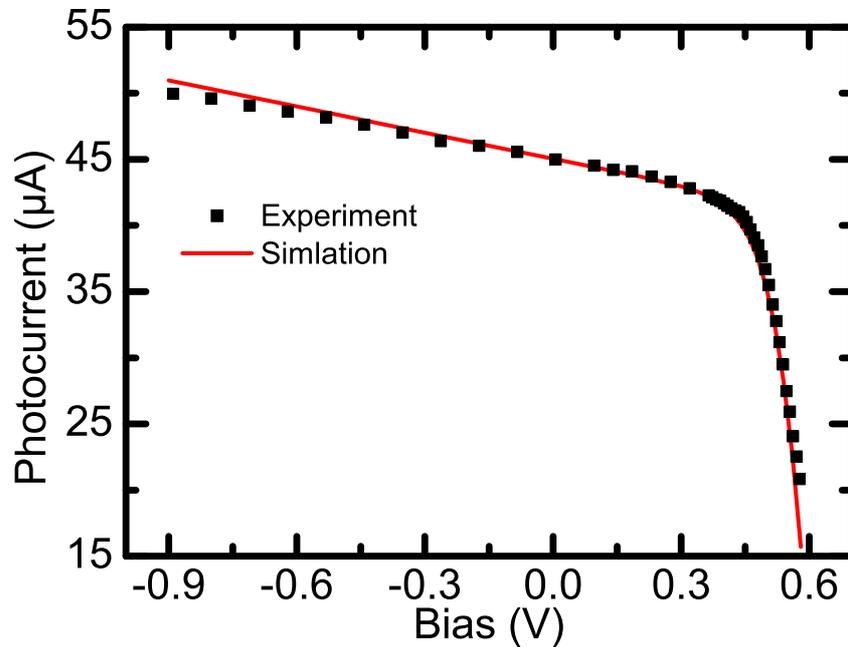


Abbildung 3.9.: Vergleich einer experimentell ermittelten SRIV mit dem entsprechenden Simulationsergebnis am Beispiel der Probe 23709. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

chen ist, müssen die so erhaltenen Simulationsergebnisse anhand Gleichung 3.10 nachträglich korrigiert werden, um eine Vergleichbarkeit mit experimentellen Daten herzustellen.

Diese Vereinfachung reicht alleine allerdings nicht aus, um die Komplexität von SRPS-Simulationen hinreichend zu reduzieren. Einen Ausweg bietet das Konzept des verteilten Rechnens (engl.: **D**istributed **C**omputing, DC) [62, 63]. Hierbei wird eine komplexe Aufgabe in eine Vielzahl weniger komplexer Teilaufgaben zerlegt, die für sich genommen in einer deutlich kürzeren Zeit lösbar sind. Diese werden von verschiedenen Computern parallel bearbeitet und die Ergebnisse anschließend zum Gesamtergebnis zusammengesetzt. Im hier vorliegenden Fall bietet es sich an die einzelnen Potentialverteilungen bei Beleuchtung unterschiedlicher Domänen auf verschiedenen Computern zu berechnen. Zu diesem Zweck wurde in Anlehnung an das bekannte SETI@home-Projekt (engl.: **S**earch for **E**xtraterrestrial **I**ntelligence **at home**) der Universität Berkeley ein speziell auf die Anforderungen einer SRPS-Simulation abgestimmtes Programmpaket (engl.: software) entwickelt [64]. Dieses

teilt das Gesamtproblem in der oben genannten Art und Weise auf, berechnet die Teilpakete und fügt die einzelnen Resultate zu einem gemeinsamen Endergebnis zusammen. Ein zentraler Steuerungscomputer (engl.: server) übernimmt hierbei die Erzeugung der Teilaufgaben, deren Verteilung über ein lokales Netzwerk (engl.: **L**ocal **A**rea **N**etwork, LAN) sowie das Internet und das anschließende Zusammenfügen der Resultate. Die eigentlichen Berechnungen werden durch eine nahezu beliebige Menge weiterer Computer (engl.: clients) durchgeführt, welche über eine TCP/IP-Verbindung (engl.: **T**ransmission **C**ontrol **P**rotocol/**I**nternet **P**rotocol) mit dem Server kommunizieren [65, 66]. Auf diesen Clients läuft die Software im Hintergrund mit einer frei wählbaren Priorität. Weiterhin kann die Anzahl der verwendeten Prozessorkerne (engl.: **C**entral **P**rocessing **U**nit, CPU) auch während des Betriebs beliebig verändert werden. Somit ist es möglich, freie Rechenkapazitäten der Clients optimal auszunutzen, auch wenn diese gleichzeitig noch weitere Aufgaben erfüllen müssen. Eine umfangreiche Fehlerbehandlungsroutine stellt sicher, dass Fehlfunktionen einzelner Clients beziehungsweise des Netzwerks zuverlässig erkannt werden und keine Datenpakete verloren gehen können. Insgesamt kann somit auf ein Rechnernetzwerk zurückgegriffen werden, dessen maximale Leistung in etwa der von 60 Pentium 4 - 2,4 GHz CPUs entspricht.

3.6. Bewertung

Im Folgenden sollen SRPS und SRIV anhand der Ergebnisse von Testmessungen, Diffusionsberechnungen und numerischen Simulationen bewertet, sowie Grenzen in ihrer Anwendbarkeit aufgezeigt werden. Zunächst wird die prinzipielle Fähigkeit von SRPS demonstriert, strukturelle Defekte und Bereiche mit erhöhter Störstellendichte auf einer Solarzelle zu finden. In diesem Zusammenhang lässt sich außerdem der Einfluss von Schäden in der oberen Kontaktschicht auf die Messergebnisse bewerten. Darauf folgen Untersuchungen über die Auswirkungen verschiedener Anregungsintensitäten und Vorspannungen auf das Ergebnis einer SRPS-Messung sowie eine Bewertung der Rolle von Diffusionsprozessen. Im letzten Abschnitt schließt sich eine Beurteilung der Zuverlässigkeit und Aussagekraft von SRIV-Daten an.

3.6.1. Finden von Störstellen und strukturellen Defekten

Abbildung 3.10 zeigt in Falschfarbendarstellung ein experimentell ermitteltes SRPS-Raster der Probe 23709 bei einer Vorspannung von 0,5 V in Sperrrichtung

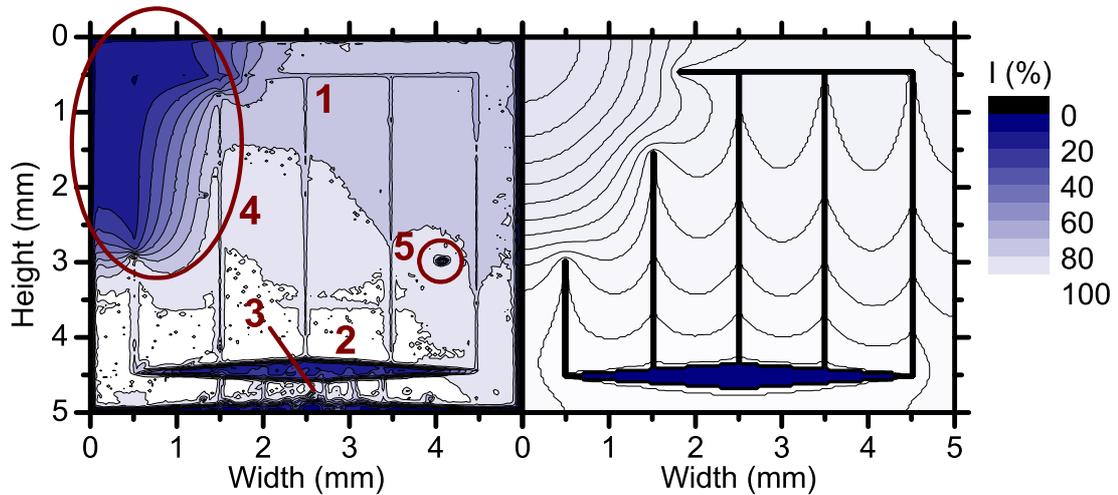


Abbildung 3.10.: Vergleich eines experimentell ermittelten SRPS-Rasters an der Probe 23709 (links) mit dem Ergebnis einer entsprechenden Simulation (rechts) (entnommen aus [27]). Der Simulation liegt die Annahme zu Grunde, dass die Materialqualität der Probe homogen ist und ihre Kontaktfinger im oberen, linken Bereich vollständig fehlen. Die Farbskalierung beider Graphen ist identisch mit Abstufungen von 10 % im experimentellen und 1 % im simulierten Raster. Eine erhöhte Störstellendichte im oberen linken Probenbereich wird klar offenbart.

des p-n-Übergangs zusammen mit dem Ergebnis einer entsprechenden Simulation. Helle Farben stehen hierbei für einen hohen Photostrom, dunkle Farben für einen niedrigen. Die Anregungsintensität betrug $18,4 \text{ W/cm}^2$ mit einer Wiederholfrequenz von 330 Hz. Obwohl das Experiment wie auch die Simulation quantitative Daten liefern sind beide Raster normiert, um eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen. Der Simulation liegt die Annahme einer homogenen Materialqualität auf der gesamten Probe zugrunde, wobei die Kontaktfinger im oberen, linken Bereich vollständig fehlen. Letztere Annahme erfolgt aufgrund der Beobachtung entsprechender Bruchstellen, welche in Kapitel 4 näher erläutert werden. Die notwendigen Materialparameter sind so gewählt, dass sie einen Mittelwert aller Bereiche repräsentieren, die im Experiment mindestens 80 % des maximalen Photostroms erreichen. Die p-n-Parameter stammen aus Messungen der Dunkelkennlinie der gesamten Probe sowie aus SRIV-Messungen an intakten Probenstellen. Die Daten zur Berechnung der Widerstände der oberen Probenschichten und Kontakte finden sich in Kapitel 4 und den dort angegebenen Referenzen.

Im experimentellen SRPS-Raster sind die Kontaktfinger (1), der rautenförmige Busbar (2) sowie die Bonddrähte (3) klar zu erkennen und erleichtern die Orientierung.

tierung. Aus Kapitel 4 geht hervor, dass die Bonddrähte zum Schutz vor mechanischer Beschädigung in Harz eingegossen sind. Dies führt in der Region unterhalb des Busbars zu einer Verfälschung der Messergebnisse um mehrere Prozent. Im restlichen Probenbereich offenbart die Messung eine sehr inhomogene Qualität mit Schwankungen des Photostroms von etwa 20 % sowie einen fast inaktiven Bereich in der oberen linken Ecke (4). Dieser liefert einen etwa 80 % niedrigeren Strom als die leistungsstärkste Region oberhalb des Busbars. Wie in Kapitel 4 dargelegt, ist dieser starke Abfall des Photostroms auf eine deutlich erhöhte Dichte nichtstrahlender Störstellen in der aktiven Zone zurückzuführen. Dies reduziert sowohl die Lebensdauer als auch die Mobilität der Ladungsträger, was gemäß Abschnitt 2.2 einen Abfall der EQE bewirkt [67–69]. Somit ist die Fähigkeit von SRPS, Bereiche mit einer erhöhten Störstellenkonzentration zu detektieren, belegt. Eine derartige Untersuchung ist ein wichtiger Bestandteil der Charakterisierung einer Solarzelle, da solche Defekte deren Leistungsfähigkeit negativ beeinflussen.

Im unteren rechten Teil der Probe zwischen den Fingern vier und fünf offenbart das experimentelle SRPS-Raster eine Stelle, wo der Photostrom um 70 % im Vergleich zum Maximum einbricht (5). Dieser Einbruch ist auf einen mechanischen Oberflächenschaden zurückzuführen wie aus Kapitel 4 ersichtlich ist. Dies zeigt, dass auch strukturelle Defekte mit Hilfe von SRPS entdeckt und räumlich eingegrenzt werden können.

Im Gegensatz zum Experiment liefert die Simulation trotz vollständig fehlender Finger in der oberen linken Probenecke ein sehr homogenes SRPS-Raster mit Photostromschwankungen von maximal 12 %. Dies zeigt, dass SRPS sowie auch SRIV selbst von schweren Kontaktdefekten nur gering beeinflusst werden und somit diese beiden Verfahren zuverlässige Werkzeuge zur Untersuchung der Materialqualität einer Probe darstellen.

3.6.2. Auswirkung verschiedener Anregungsintensitäten

Die richtige Wahl der Anregungsintensität ist eine wichtige Grundvoraussetzung für den Erfolg einer SRPS- beziehungsweise SRIV-Messung. Eine hohe Intensität bewirkt einen großen Photostrom und somit ein gutes SNR. Dies verursacht allerdings auch einen vergleichsweise hohen Spannungsabfall in der Deckschicht der Probe, welcher mit zunehmender Entfernung der untersuchten Probenstelle vom nächstgelegenen Kontaktfinger ansteigt. Dadurch erwartet man mit wachsender Anregungsleistung eine inhomogenere Photostromverteilung, insbesondere zu den Probenrändern hin. Dies wird in Abbildung 3.11 bestätigt, wo vier gemessene SRPS-Raster der Probe 23709 bei Anregungsintensitäten von $3,7 \text{ W/cm}^2$,

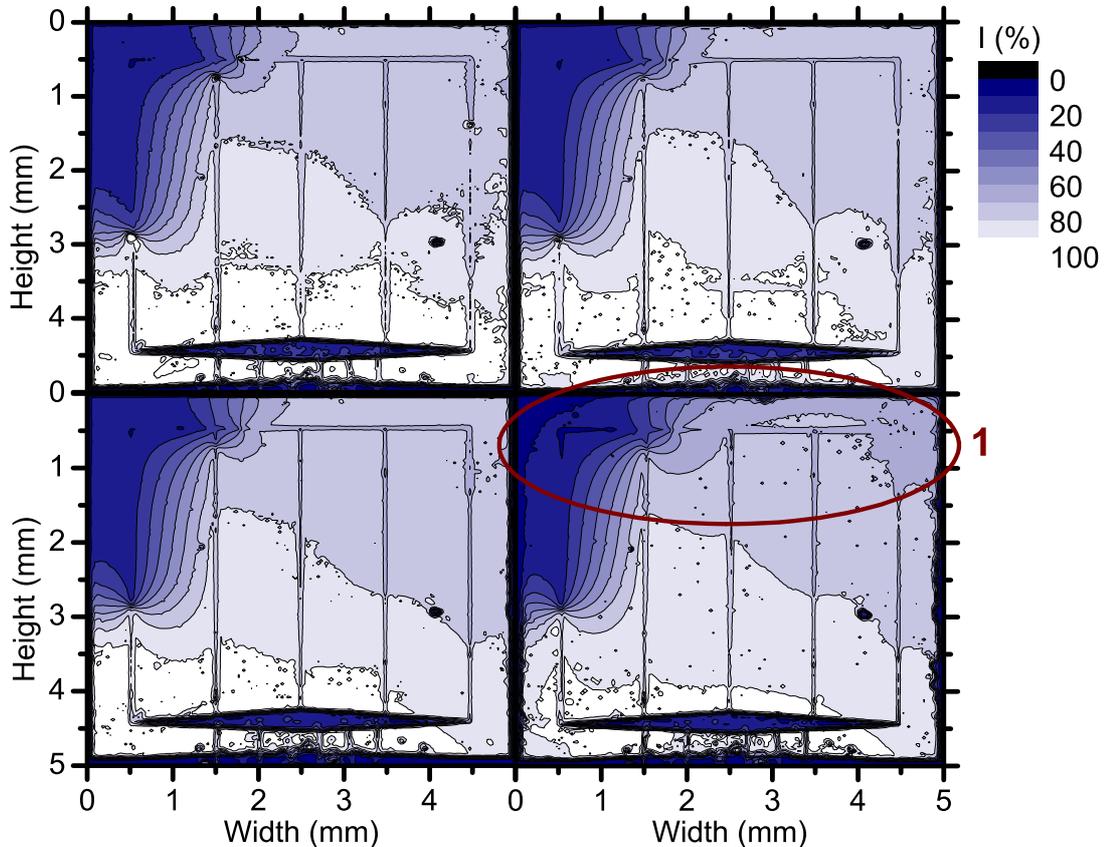


Abbildung 3.11.: Vergleich experimentell ermittelter SRPS-Raster an der Probe 23709 (teilweise entnommen aus [27]). Die Anregungsintensitäten betragen: $3,7 \text{ W/cm}^2$ (oben links), $18,4 \text{ W/cm}^2$ (oben rechts), 141 W/cm^2 (unten links) und 1720 W/cm^2 (unten rechts). Bei hohen Intensitäten zeigt sich ein deutlicher Abfall des Photostroms speziell in der Nähe der oberen Probenränder (rot markiert).

$18,4 \text{ W/cm}^2$, 141 W/cm^2 und 1720 W/cm^2 in Falschfarbendarstellung gezeigt werden. Die Wiederholfrequenz betrug 330 Hz , die Vorspannung $0,5 \text{ V}$ in Sperrrichtung des p-n-Übergangs. Auch hier sind aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit die Daten normiert. Die ersten drei Raster besitzen im Rahmen der Messgenauigkeit keine signifikanten Unterschiede, wohingegen das Raster mit der höchsten Anregungsintensität an den Rändern des oberen Probenbereichs einen deutlich niedrigeren Photostrom aufweist (1). Da dieser Effekt wesentlich von der Struktur sowie dem Materialsystem abhängt, ist es kaum möglich, allgemeine Aussagen zur korrekten Wahl der Anregungsintensität zu treffen. In aller Regel sind daher Testmessungen vor Beginn einer SRPS- oder SRIV-Messreihe notwendig, um mögliche

Fehler zu vermeiden.

3.6.3. Auswirkung verschiedener Vorspannungen

In Abschnitt 3.1 wurde bereits erläutert, dass eine Vorspannung in Sperrrichtung des p-n-Übergangs ein höheres Signal bewirkt und gleichzeitig die laterale Diffusion angeregter Ladungsträger in der Probe reduziert. Diese beiden Effekte ermöglichen Messungen mit einer höheren räumlichen Auflösung als dies bei LBIC möglich wäre. Allerdings hat die Vorspannung auch einen gewissen Einfluss auf das Messergebnis wie Abbildung 3.12 zeigt. Sie enthält vier gemessene SRPS-Raster der Probe 23709 bei Vorspannungen von 0 V, 0,5 V, 1,5 V und 2,5 V in Sperrrichtung des p-n-Übergangs in Falschfarbendarstellung. Die Laserintensität betrug $18,4 \text{ W/cm}^2$ bei einer Wiederholfrequenz von 330 Hz. Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit sind wiederum alle Daten normiert. Die Photostromverteilung wird homogener mit steigender Spannung. Dies ist auf den stärkeren Beitrag optisch induzierter Nebenwiderstände zum Messsignal zurückzuführen, da dieser gemäß Gleichung 2.3 linear mit der Vorspannung skaliert, während der Anteil des reinen p-n-Übergangs nahezu konstant bleibt. Da dieser Effekt von der räumlichen Verteilung optisch induzierter Nebenwiderstände abhängt, könnte er ebenso zu einem inhomogeneren Photostromraster führen.

Mit steigender Sperrspannung zeigen bestimmte Punkte, welche in Abbildung 3.12 durch braune Pfeile markiert sind, einen sehr hohen Photostrom im Vergleich zu ihrer Umgebung. Wie aus Kapitel 4 hervorgeht, sind die Kontaktfinger an diesen Stellen gebrochen, sodass sowohl die metallische Leiterbahn als auch Teile der oberen Deckschicht fehlen. In der rauen, schlecht reflektierenden Oberfläche liegt ein möglicher Grund für den hohen Photostrom. Diese bewirkt eine effizientere Einkopplung des anregenden Laserstrahls in die darunterliegende aktive Zone, was zu einer stärkeren Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren führt. Deren Diffusionslängen sind allerdings zu niedrig, um die umgebende Deckschicht zu erreichen. Mit zunehmender Sperrspannung können dagegen mehr und mehr Ladungsträger zu dieser hindriften bevor sie rekombinieren, wodurch ein steigender Photostrom beobachtet wird.

3.6.4. Bewertung der Rolle von Diffusionsprozessen

Der Einfluss von Diffusionsprozessen auf die Messergebnisse lässt sich anhand des Modells aus Abschnitt 3.4 bewerten. Dieses erlaubt weiterhin die Festlegung einer

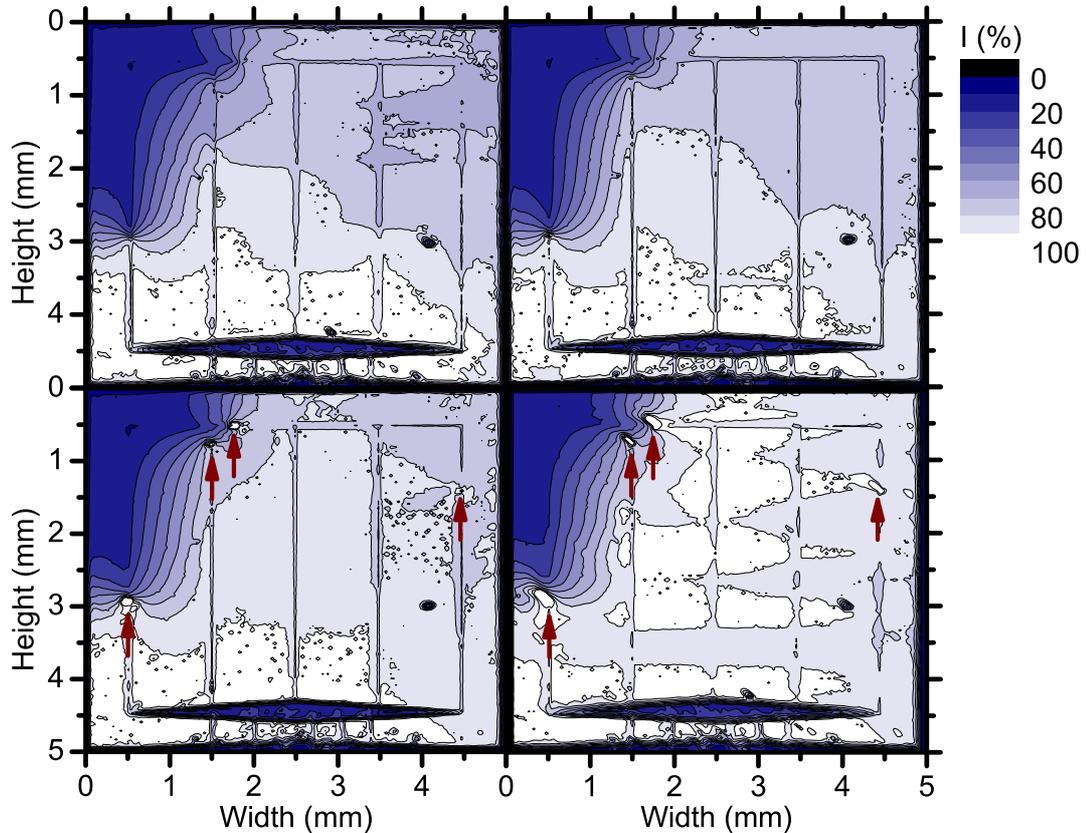


Abbildung 3.12.: Vergleich experimentell ermittelter SRPS-Raster an der Probe 23709 bei Vorspannungen von: 0 V (oben links), 0,5 V (oben rechts), 1,5 V (unten links) und 2,5 V (unten rechts) jeweils in Sperrrichtung des p-n-Übergangs (teilweise entnommen aus [27]). Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit zwischen Vorspannung und Photostrom.

sinnvollen experimentellen Ortsauflösung, sowie eine Untersuchung der Auswirkungen verschiedener Vorspannungen. Hierzu wurden exemplarisch die Ladungsträgerverteilungen innerhalb der Probe 23709 unter typischen experimentellen Bedingungen simuliert und daraus die effektiven Diffusionslängen anhand der Gleichungen 3.25 und 3.26 ermittelt. Die angenommene Probertemperatur betrug 300 K, die Akzeptordichte im n-dotierten Gebiet wie auch die Donatordichte im p-dotierten Gebiet $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. An der Schnittstelle zwischen n- und p-Bereich wurde ferner ein linearer Abfall beziehungsweise Anstieg der Donator- und Akzeptorkonzentrationen auf einer Länge von 1 nm vorausgesetzt. Alle weiterhin benötigten Materialparameter sowie Daten zur Probengeometrie finden sich in Kapitel 4

und den dort enthaltenen Referenzen.

Abbildung 3.13 zeigt die so gewonnenen Ergebnisse für die effektiven Diffusionslängen der Minoritätsladungsträger bei Vorspannungen von 0 V und 0,5 V in Sperrrichtung des p-n-Übergangs. Die zugrunde gelegte Anregungsintensität betrug 150 W/cm^2 bei einer Wellenlänge von 980 nm. Aus Gründen der besseren Sichtbarkeit ist nur der Bereich zwischen $0 \mu\text{m}$ und $0,5 \mu\text{m}$ dargestellt. Die realen Diffusionslängen der Elektronen und Löcher liegen bei $L_e \approx 230 \text{ nm}$ und $L_h \approx 160 \text{ nm}$ und sind speziell im Bereich der Raumladungszone deutlich höher als die effektiven. Somit ist die erreichbare experimentelle Ortsauflösung besser als eine einfache Abschätzung anhand von L_e und L_h vermuten ließe, zumal gemäß Abschnitt 2.1 nur der Bereich der Einsammellänge L_{col} von Bedeutung für den Photostrom ist. Weiterhin haben bereits geringe Sperrspannungen einen signifikanten Abfall der effektiven Diffusionslängen zur Folge. Dies ermöglicht eine höhere experimentelle Ortsauflösung wie in den Abschnitten 3.1 und 3.4 bereits erläutert.

Der Durchmesser des anregenden Laserstrahls betrug etwa $30 \mu\text{m}$ für alle in dieser Arbeit präsentierten Messungen. Somit ist die Ausdehnung des angeregten Bereichs wesentlich größer als die effektiven Diffusionslängen, wodurch der Einfluss lateraler Ladungsträgerdiffusion auf die Messergebnisse vernachlässigbar klein ausfällt.

3.6.5. Bewertung ortsaufgelöster Kennlinien

In Abbildung 3.14 sind zwei experimentell ermittelte SRIV-Kurven für Messwiderstände von $R_m = 1,3 \Omega$ beziehungsweise $R_m = 75,3 \Omega$ zusammen mit den entsprechenden Simulationsergebnissen dargestellt. Weiterhin ist eine Referenzkennlinie abgebildet, die sich aus den lokalen charakteristischen p-n-Parametern unter optischer Anregung, wie sie der Simulation zugrunde liegen, gemäß Gleichung 2.3 errechnet. Der anregungsunabhängige Teil des lokalen Nebenwiderstandes ist hierbei allerdings nicht berücksichtigt worden, genauso wie Kontaktwiderstände. Die Kurven stammen von der Stelle $x = 2000 \mu\text{m}$, $y = 3750 \mu\text{m}$ der Probe 23709, die Anregungsintensität betrug $18,4 \text{ W/cm}^2$ bei einer Wiederholfrequenz von 30 Hz. Sämtliche Daten liegen quantitativ vor. Dennoch sind die dargestellten Kurven auf ihren jeweiligen Kurzschlussstrom hin normiert, um eine bessere Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Die Simulationsergebnisse zeigen jeweils eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten.

Für kleine Spannungen stimmen alle Kurven sehr gut überein, wohingegen bei hohen Vorwärtsspannungen eine deutliche Abhängigkeit zwischen R_m und dem Verlauf einer SRIV beobachtet wird. Ist R_m groß gegen den gesamten Nebenwi-

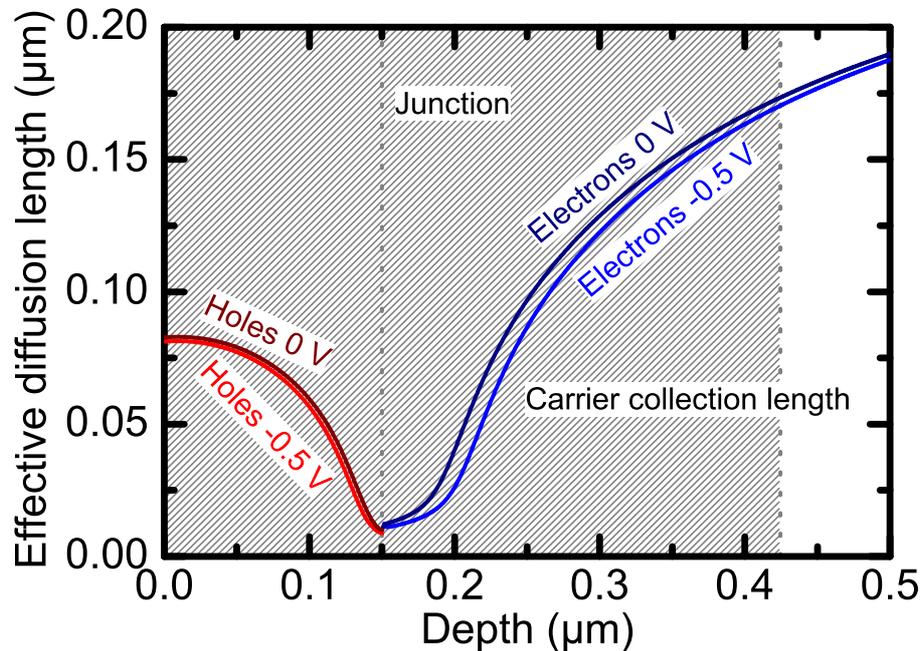


Abbildung 3.13.: Effektive Diffusionslängen der Minoritätsladungsträger innerhalb der Probe 23709, ermittelt anhand von Simulationsergebnissen. Durch Anlegen einer Vorspannung in Sperrrichtung des p-n-Übergangs können diese signifikant verringert werden.

derstand der unbeleuchteten Probe, welcher in diesem Fall etwa $9,54\ \Omega$ beträgt, so weicht der SRIV-Verlauf stark von der tatsächlichen Kennlinie ab. Bei niedrigen R_m besteht hingegen eine gute Übereinstimmung. Für SRIV-Messungen sollte daher stets ein Messwiderstand gewählt werden, der klein ist gegen den gesamten Innenwiderstand der unbeleuchteten Probe, um unnötige Unsicherheiten bei der Datenauswertung zu vermeiden. Unter dieser Voraussetzung ist es hier, wo die Kennlinie der Probe unter Anregung einen deutlich steileren Verlauf annimmt als ohne Anregung, sogar möglich, anstatt des Algorithmus aus Abschnitt 3.3.1 eine einfache Anpassung der Rohdaten mit Gleichung 2.3 zur Auswertung von SRIV-Messungen zu verwenden. Die Genauigkeit der so ermittelten p-n-Parameter ist allerdings geringer.

Wie bereits dargelegt, enthält die Referenzkennlinie in Abbildung 3.14 lediglich den anregungsinduzierten Teil des lokalen Nebenwiderstands. Somit bestätigt die Übereinstimmung der einzelnen Kurven bei kleinen Spannungen die Schlussfolgerung

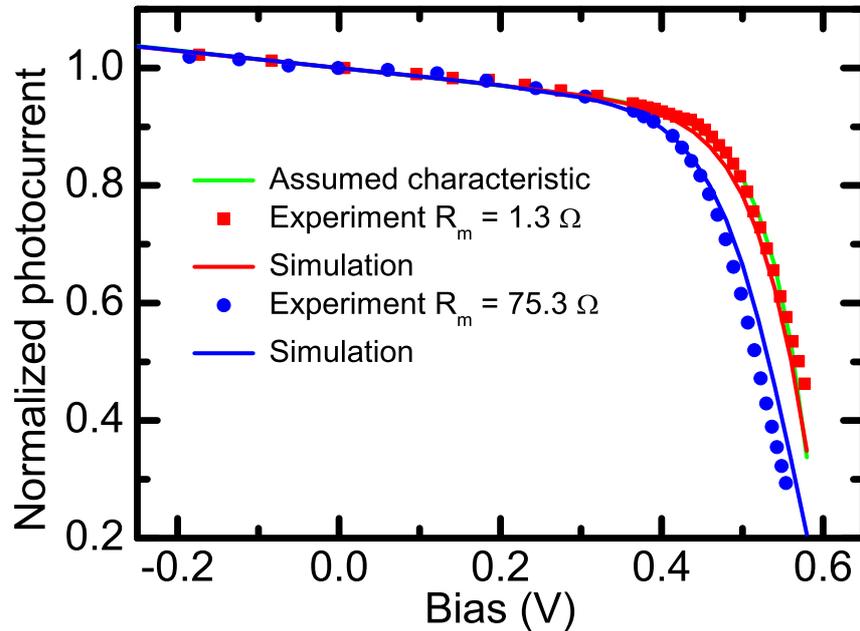


Abbildung 3.14.: Experimentell ermittelte SRIV-Kurven an der Probe 23709 sowie die Ergebnisse entsprechender Simulationen für verschiedene Messwiderstände (entnommen aus [27]). Ferner ist der lokale Kennlinienverlauf, welcher der Simulation zugrunde liegt, dargestellt. Wird ein kleiner Messwiderstand verwendet, geben die erhaltenen SRIV-Kurven den realen Kennlinienverlauf sehr gut wieder, bei großen Messwiderständen hingegen treten deutliche Abweichungen speziell für hohe Durchlassspannungen auf.

aus Abschnitt 3.3.1, dass dessen anregungsunabhängiger Teil keinen signifikanten Einfluss auf das Ergebnis einer SRPS- beziehungsweise SRIV-Messung hat.

Die Genauigkeit, mit der die p-n-Parameter einer bestimmten Probenstelle durch SRIV-Messungen ermittelt werden können, lässt sich anhand von Simulationen am zuverlässigsten bewerten. Abbildung 3.15 zeigt ohne vorherige Normierung die simulierte SRIV-Kurve aus Abbildung 3.14 für einen Messwiderstand von $1,3\ \Omega$. Diese wurde mit Hilfe des Algorithmus aus Abschnitt 3.3.1 ausgewertet, um anschließend die so ermittelten p-n-Parameter mit den angenommenen Werten zu vergleichen. Wie die Abbildung bereits vermuten lässt, zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit einer Abweichung von nur wenigen Prozent. Im Einzelnen ergeben sich Ungenauigkeiten von $0,9\%$ im anregungsinduzierten Nebenwiderstand

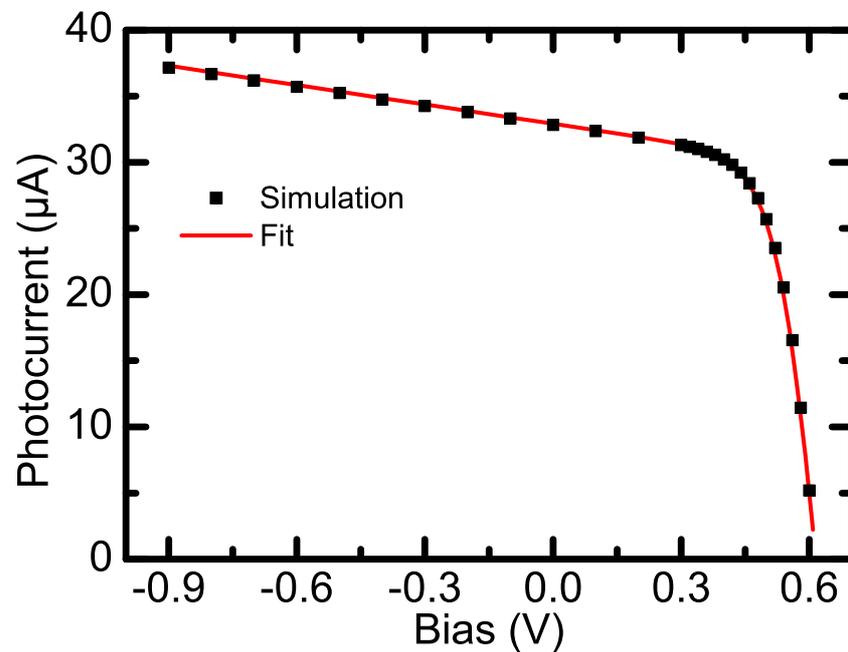


Abbildung 3.15.: Auswertung einer simulierten SRIV-Kurve der Probe 23709. Die Simulationsergebnisse lassen sich sehr gut anpassen, die angenommenen p-n-Parameter der betrachteten Probenstelle werden mit einer hohen Genauigkeit wiedergegeben.

ΔR^{ill} , 0,5 % im Kurzschlussstrom I_{sc} , 2,2 % im Sättigungsstrom I_0^{ill} und 2,1 % im Idealitätsfaktor n^{ill} . Dies zeigt mit welcher hoher Genauigkeit charakteristische p-n-Parameter aus SRIV-Daten gewonnen werden können.

3.7. Weitere Verbesserungen

Im Folgenden wird auf Verbesserungsmöglichkeiten des experimentellen Aufbaus sowie der Simulationen näher eingegangen. Diese Verbesserungen zielen im Einzelnen auf eine Steigerung der experimentellen Genauigkeit, der Geschwindigkeiten von Datenaufnahme und Simulation, sowie der Anzahl zugänglicher Messgrößen ab, um somit die Leistungsfähigkeit von SRPS und SRIV weiter zu erhöhen.

3.7.1. Experiment

Von der experimentellen Seite her existieren vier wesentliche Verbesserungsmöglichkeiten im Hinblick auf SRPS und SRIV. So könnte durch den Einsatz mehrerer Chopper eine ganze Reihe von Laserstrahlen mit unterschiedlichen Frequenzen moduliert und anschließend auf verschiedene Punkte der Probe gelenkt werden. In Verbindung mit einer entsprechenden Anzahl an Lock-In-Verstärkern wäre somit eine parallele Untersuchung verschiedener Probenstellen möglich. Dies hätte eine deutliche Verringerung der benötigten Messzeit zur Folge. Hierbei muss allerdings auf eine ausreichende Differenz der Modulationsfrequenzen geachtet werden, die wiederum keine ganzzahligen Vielfachen voneinander sein dürfen, um Querempfindlichkeiten der Lock-In-Verstärker zu vermeiden.

Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit, welche auf eine Erhöhung der Anzahl zugänglicher Messgrößen abzielt, besteht in der Kombination von SRPS und SRIV mit Reflexionsmessungen des anregenden Laserstrahls. Auf diese Weise könnte unter der Voraussetzung einer vollständigen Absorption des eindringenden Lichts innerhalb der Probe, neben der bereits bestimmbaren EQE auch die IQE ermittelt werden. Derartige Messungen ließen sich, eine entsprechende Kalibrierung vorausgesetzt, durch Einbringen der Probe in eine Ulbrichtkugel, die mit einer Photodiode verbunden ist, realisieren [70]. Die notwendige Unterdrückung der Photolumineszenz (engl.: Photoluminescence, PL) könnte hierbei über entsprechende optische Filter oder einen Monochromator erfolgen. Durch den Einsatz eines leistungsfähigeren Lasers sowie eines Spektrometers mit Photodiodenzeile wären auch ortsauflösende Messungen der absoluten PL mit einem solchen Aufbau denkbar. Hierdurch ließen sich weitere wertvolle Erkenntnisse über die Probenqualität gewinnen.

Eine nicht zu unterschätzende Beschränkung der Messgenauigkeit liegt in Schwankungen des verwendeten Anregungslasers. Da sich SRIV- und vor allem SRPS-Messungen über relativ lange Zeiträume erstrecken können, werden hier besondere Qualitätsanforderungen speziell an die Langzeitstabilität gestellt. Da sich geringe Schwankungen aber nie ganz verhindern lassen, erscheint eine kontinuierliche Überwachung der Laserleistung auf der Probe sinnvoll, um diese mögliche Fehlerquelle auszuschließen. Der Kurzschlussstrom ist in sehr guter Näherung proportional zur Anregungsleistung. Somit wäre im Fall von SRIV- sowie vorspannungslosen SRPS-Messungen sogar eine entsprechende Korrektur der Messergebnisse anhand der Überwachungsdaten denkbar. Dadurch ließen sich die Genauigkeit erhöhen sowie Fehlmessungen vermeiden. Auf experimenteller Seite könnte eine solche Überwachung durch den Einsatz eines Strahlteilers, der einen gewissen Anteil des Laserlichts auf eine entsprechend kalibrierte Photodiode lenkt, erfolgen. Hierbei ist zu beachten, dass bereits geringe Veränderungen der Strahlmenge zu einem deutlichen

Abschneiden des Laserlichts am Pinhole und somit zu einer starken Intensitätsschwankung führen. Aus diesem Grund sollte der Strahlteiler zwischen Pinhole und Probe platziert werden, um derartige Effekte sicher messen zu können.

Da sich Solarzellen während ihres normalen Betriebs erwärmen ist es ferner denkbar den Probenhalter mit einem Heizelement zu versehen, um Messungen unter realen Betriebstemperaturen durchführen zu können. Hierfür wäre zum Beispiel ein Peltier-Element in Verbindung mit einer entsprechenden Wärmequelle oder auch Senke geeignet was neben einer Erwärmung auch eine Abkühlung ermöglichen würde.

3.7.2. Simulation

Ein wesentliches Problem der SRPS- und SRIV-Simulationen liegt in ihrer hohen Komplexität, wie in Abschnitt 3.5.2 bereits erläutert. Diese erfordert eine große Computerleistung, welche bislang über das Konzept des verteilten Rechnens mit einem nicht unerheblichen Aufwand zur Verfügung gestellt wird. Trotz allem benötigt die Simulation einer SRPS-Messung unter Berücksichtigung der hier vorliegenden Probengeometrien sowie der räumlichen Auflösung des Messaufbaus in etwa drei Monate. Dies ist deutlich zu lang für eine versuchsbegleitende, routinemäßige Durchführung derartiger Berechnungen. Der einzige Ausweg besteht in einer weiteren Erhöhung der Rechenleistung, da seitens der Konzeption sowie der konkreten Implementierung sämtliche Optimierungsmöglichkeiten bereits ausgeschöpft sind. Einen vielversprechenden Ansatz stellt in diesem Zusammenhang die als GPGPU (engl.: **General-Purpose Computing on Graphics Processing Units**) bezeichnete Übertragung der Simulation auf schnelle Grafikprozessoren (engl.: **Graphics Processing Unit**, GPU) dar [71, 72]. Diese sind mit ihren derzeit bis zu 1 600 Rechenkernen speziell darauf ausgelegt, komplexe Berechnungen, die sich parallelisieren, also in eine Vielzahl kleinerer Aufgaben zerlegen lassen, durchzuführen. In diesem speziellen Gebiet weisen sie eine deutlich höhere Rechenleistung auf als herkömmliche CPUs. Ein Maß hierfür sind die möglichen Gleitkommaoperationen, also Additionen und Multiplikationen, die ein Prozessor pro Sekunde ausführen kann (engl.: **F**loating-point **O**perations per **S**econd, FLOPS). Moderne GPUs erreichen für die hier geforderte Rechengenauigkeit viele hundert GFLOPS, während selbst die derzeit leistungsfähigsten Mehrkern-CPU's vergleichbare Aufgaben nur mit einige zehn GFLOPS bearbeiten können. Da sich die SRPS- und SRIV-Simulationen, wie in Abschnitt 3.5.2 geschildert, sehr effizient parallelisieren lassen, sollten sich durch den Einsatz schneller GPUs deutliche Geschwindigkeitsvorteile im Vergleich zum bisherigen System erzielen lassen. Ein entsprechendes Projekt läuft derzeit. Erste Ergebnisse hiervon werden in Kürze

3. Experiment

erwartet.

4. Probenstrukturen

In diesem Kapitel werden die Strukturen der untersuchten Proben beschrieben, sowie die Materialzusammensetzungen und Herstellungsverfahren erläutert. Dabei wird auch auf besondere Merkmale, wie mechanische Beschädigungen oder bekannte Probleme in Bezug auf die Materialqualität, eingegangen. Weiterhin finden sich hier Ergebnisse von Voruntersuchungen, welche im Rahmen des Herstellungsprozesses beziehungsweise begleitend dazu erfolgten. Bei allen Proben handelt es sich um prozessierte Solarzellenschichten auf der Basis des Materialsystems (GaIn)(NAs), wobei man unter Prozessierung das Aufbringen der Kontaktfinger, des Busbars und der Bonddrähte im Anschluss an das Kristallwachstum versteht. Die Zellen dienen als Prototypen im Rahmen der Entwicklung von Mehrschichtso-larzellen, die eine (GaIn)(NAs)-basierte aktive Zone besitzen. Diese soll gemäß Abschnitt 2.4 mit einer elektronischen Bandlücke von etwa 1 eV den Bereich von 900 nm bis 1 200 nm des Sonnenspektrums abdecken und somit zu einer deutlichen Effizienzsteigerung beitragen.

4.1. Probe 23709

Abbildung 4.1 zeigt ein Foto sowie mehrere lichtmikroskopische Aufnahmen bestimmter Stellen der Probe 23709. Die Kontaktfinger (1), der Busbar (2) sowie die Bonddrähte (3) sind klar zu erkennen. Die Zelle ist 5 mm breit bei einer Höhe von ebenfalls 5 mm. Der rautenförmige, horizontale Busbar ist 0,5 mm vom unteren Zellenrand entfernt. Er ist über fünf äquidistante, vertikale Finger mit einem horizontalen Finger verbunden, welcher einen Abstand von 0,5 mm zum oberen Rand der Zelle hat. Die vertikalen Finger sind jeweils 1 mm voneinander entfernt, die Abstände zu den beiden Rändern betragen 0,5 mm. Sie besitzen eine Breite von etwa 8 μm , eine Dicke von 2,2 μm und bestehen aus einer Ag/Au/Ti/Pd/Ge-Legierung mit einem Silberanteil von 91 %. Der Busbar hat eine Breite von 320 μm in der Mitte und besitzt die selbe Dicke und Materialzusammensetzung wie die Finger. Er ist über fünf Bonddrähte, welche zum Schutz vor mechanischer Beschädigung in Harz eingegossen sind, mit einer Leiterplatte verbunden. Diese ist zur Unterseite hin elektrisch isoliert und dient als oberer externer Anschluss an dem

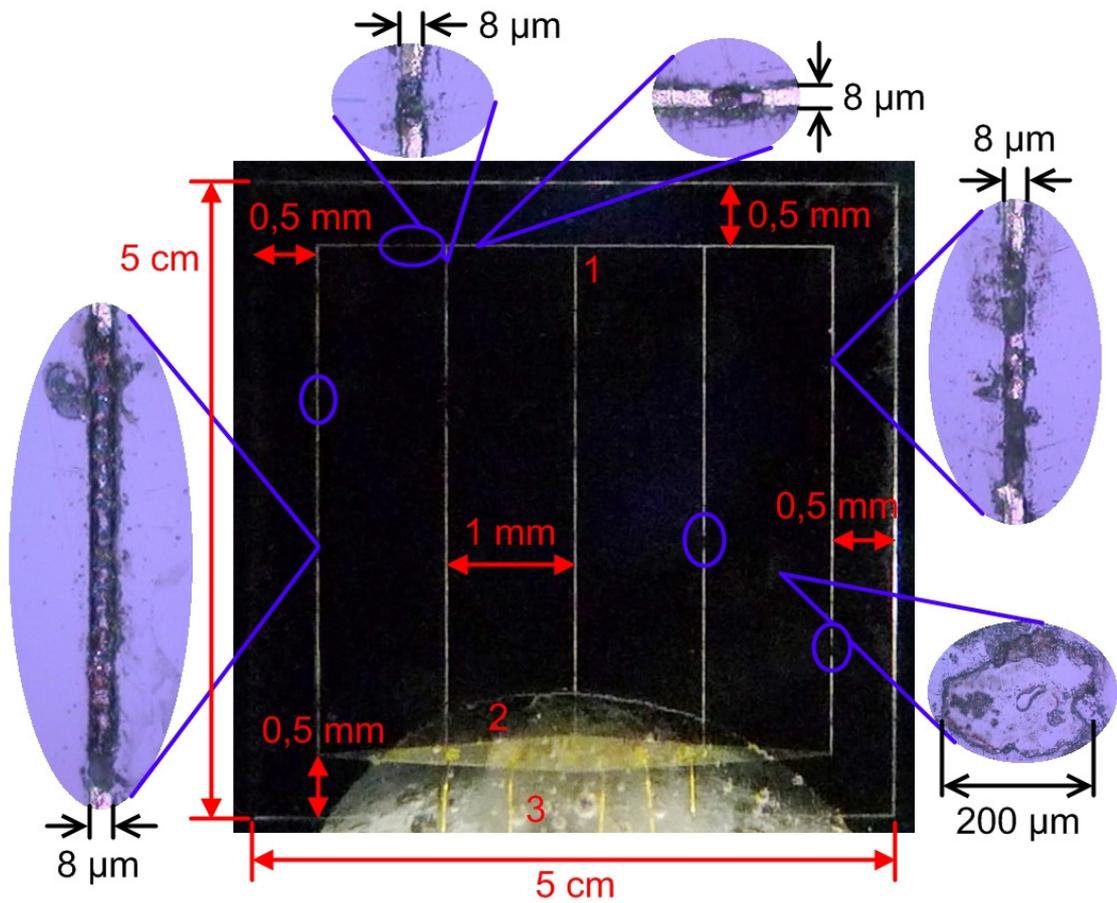


Abbildung 4.1.: Foto (Mitte) und lichtmikroskopische Aufnahmen bestimmter Stellen (Ränder) der Probe 23709. Die Oberflächenstruktur mit den Kontaktfingern, dem rautenförmigen Busbar und den Bonddrähten ist auf dem Foto klar zu erkennen. Die Mikroskopaufnahmen offenbaren eine Reihe von Brüchen der Finger sowie einen mechanischen Oberflächendefekt. Weitere Bruchstellen sind durch violette Ellipsen gekennzeichnet.

Ladungsträger abgegriffen werden können. Sie sitzt, wie die eigentliche Zelle auch, auf einer Kupferplatte, welche gleichzeitig den unteren externen Anschluss bildet. Die Mikroskopaufnahmen zeigen, dass die Finger an mehreren Stellen gebrochen sind und das Metall dort nahezu vollständig fehlt. Weiterhin offenbaren sie einen mechanischen Oberflächendefekt mit einem Durchmesser von ungefähr 200 µm zwischen den Fingern vier und fünf. Weitere Bruchstellen sind durch violette Ellipsen gekennzeichnet.

Die Schichtstruktur ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Die grün gefärbten Bereiche beinhalten die aktive Zone, wo das einfallende Licht absorbiert und die Ladungsträger getrennt werden. Die beiden obersten Schichten dieser Zone bestehen aus n-artig tellur- beziehungsweise p-artig magnesiumdotiertem (GaIn)(NAs) und bilden den p-n-Übergang. Darunter liegen Ebenen aus (GaIn)(NAs) sowie eine GaAs-Pufferschicht welche unterschiedlich stark magnesiumdotiert sind. Das Substrat besteht aus (001)-orientiertem, hochgradig p-dotiertem GaAs und bildet zusammen mit der darüber liegenden Schicht den p-leitenden Kontakt der Zelle. Oberhalb der aktiven Zone sind Ebenen aus GaAs und (AlGa)As, sowie die GaAs-Deckschicht welche verschieden stark tellurdotiert sind und den n-leitenden Kontakt darstellen. Das (AlGa)As dient zusätzlich als Ätzstopp für die weitere Bearbeitung der Zelle im Anschluss an das Kristallwachstum und wirkt außerdem als Barriere für angeregte Löcher, wodurch deren Diffusion zur Oberfläche hin verhindert wird.

Die Struktur wurde durch metall-organische Gasphasenepitaxie (engl. **Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy**, MOVPE) in einem kommerziell erhältlichen, horizontalen Reaktor der Marke Aixtron, Typ AIX200 gewachsen [73, 74]. Als Trägergas diente Wasserstoff bei einem relativ niedrigen Reaktordruck von 50 hPa. Aufgrund der Metastabilität des Materialsystems (GaIn)(NAs) musste die Substrattemperatur mit 550° C verhältnismäßig niedrig gewählt werden, um einen signifikanten Einbau von Stickstoff zu gewährleisten. Daher war es notwendig, metall-organische Quellen, die bei niedrigen Temperaturen effizient abscheiden, wie die Gruppe-V-Vorläufer Tertiärbutylarsin (engl.: **Tertiarybutylarsine**, TBAs) und das unsymmetrische Dimethylhydrazin (engl.: **Unsymmetric Dimethylhydrazine**, UDMHy) zu verwenden. Als Gruppe-III-Quellen dienten entsprechend Trimethylgallium (engl.: **Trimethylgallium**, TMGa) und Trimethylindium (engl.: **Trimethylindium**, TMIIn). Diethyltellur (engl.: **Diethyltellurium**, DETe) und Biscyclopentadienylmagnesium (engl.: **Biscyclopentadienylmagnesium**, Cp₂Mg) fanden als Tellur- beziehungsweise Magnesiumquelle zur n- und p- Dotierung der einzelnen Schichten Verwendung. Im Anschluss an das Kristallwachstum, dessen Geschwindigkeit 1 µm/h betrug, wurde die Probe bei 700° C thermisch ausgeheilt (engl.: **annealed**), um die Dichte unvermeidbarer Kristalldefekte zu verringern. Nähere Details zum Wachstum von (GaIn)(NAs) sowie der Optimierung des anschließenden Ausheilprozesses finden sich in [75, 76]. Die elektrischen Eigenschaften von (GaIn)(NAs) sind hier zusammengefasst [77]. Bandstrukturparameter der einzelnen Komponenten sowie Informationen über die Gitterstrukturen sind unter Anderem in folgenden Quellen zu finden [78–80]. Weitere materialspezifische Parameter, welche vor allem für die Simulationen benötigt werden, sind hier enthalten [12, 14, 81–86].

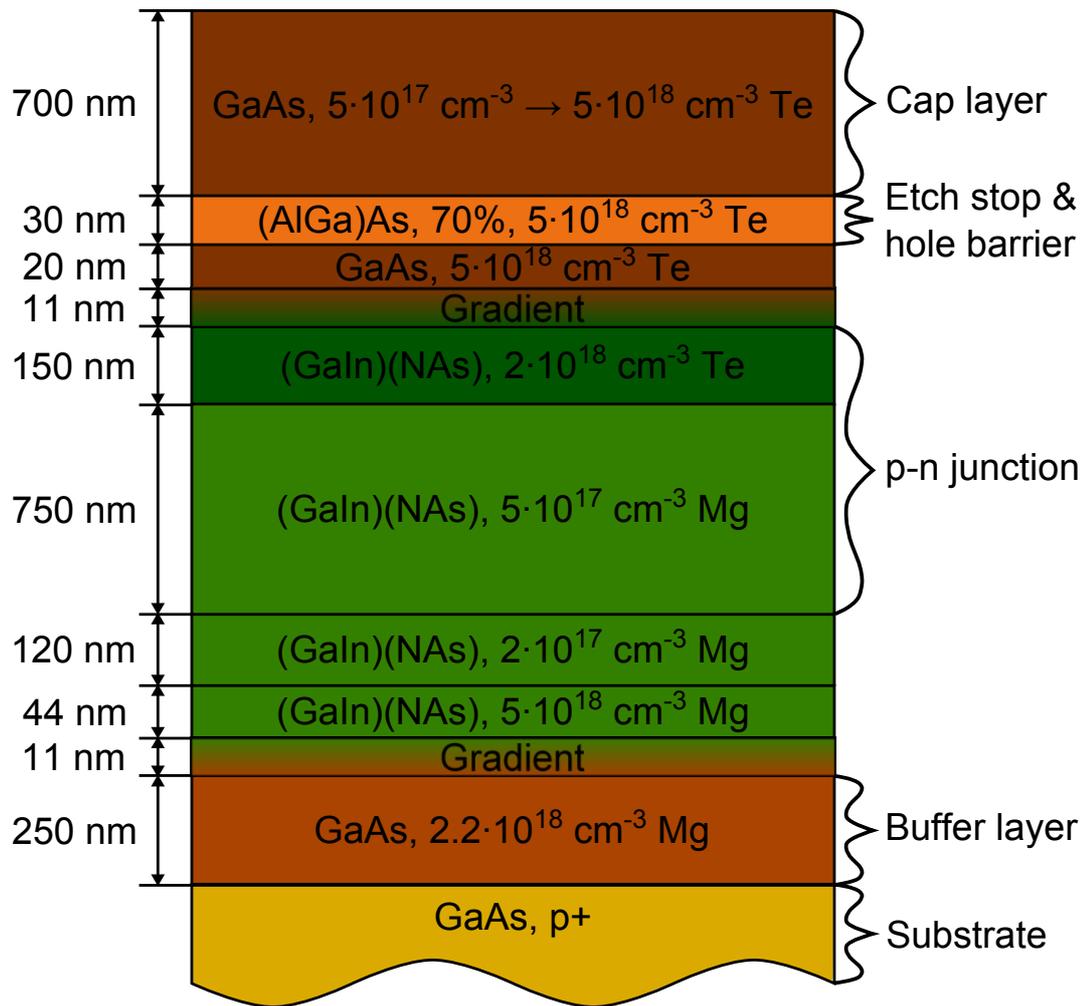


Abbildung 4.2.: Schematische Schichtstruktur der Probe 23709. Der p-n-Übergang bildet sich zwischen den Ebenen sechs und sieben aus. Darüber befinden sich eine Ätzstoppschicht, die gleichzeitig als Lochbarriere dient, sowie die hoch dotierte Deckschicht.

Die Materialqualität der aktiven Zone wurde mit Hilfe von TRPL-Messungen an verschiedenen Stellen untersucht. Die Anregung erfolgte hierbei durch den fokussierten Strahl eines modengekoppelten Ti:Sa-Lasers (**T**itan:**S**aphir) dessen Photonenenergie 1,3 eV betrug bei einer Pulsdauer von 120 fs FWHM und einer Wiederholrate von 80 MHz [41, 87, 88]. Das Lasersystem des Typs Tsunami stammt von der Firma Spectra Physics. Der Strahldurchmesser lag bei 50 μm FWHM mit einem gaußförmigen Intensitätsprofil. Die emittierte PL wurde durch ein Spektrometer

der Firma Bruker spektral aufgefächert und anschließend mit einer Schmierbildkamera (engl.: streak camera) von Hamamatsu Photonics zeitlich aufgelöst detektiert [57–59]. In Abbildung 4.3 sind die gewonnenen Ergebnisse von zwei relevanten Stellen im oberen linken Bereich, sowie in der Mitte der Probe bei verschiedenen Pulsintensitäten des anregenden Laserstrahls exemplarisch dargestellt. Für kleine Intensitäten zeigt die obere linke Ecke eine deutlich niedrigere Ladungsträgerlebensdauer und Photolumineszenz als die Probenmitte. Für hohe Intensitäten hingegen gleichen sich die Lebensdauern an. Dies deutet auf eine deutlich erhöhte Dichte nichtstrahlender Störstellen in dieser Region hin [67, 68]. Derartige Störstellen reduzieren die Lebensdauer angeregter Ladungsträger sowie die emittierte PL. Bei starker Anregung können sie aber abgesättigt werden, wodurch sich der genannte Effekt verringert [89, 90]. In Abbildung 4.3 ist die PL der Probenmitte bei einer Pulsintensität von $5,3 \text{ MW/cm}^2$ etwas niedriger als in der oberen linken Ecke, dies ist aber im Rahmen der Vergleichbarkeit beider Messungen nicht signifikant.

Messungen der Dunkelkennlinie offenbaren einen sehr kleinen Nebenwiderstand von nur $9,54 \Omega$, wodurch diese Probe gemäß Abschnitt 2.2 als Solarzelle praktisch unbrauchbar ist. Der Grund hierfür ist bislang nicht bekannt, allerdings gibt es Vermutungen, dass dieser im Bereich der Finger und des Busbars zu suchen ist. Hier könnten womöglich durch atomare Diffusionsprozesse elektrisch leitfähige Kanäle mit einer ohmschen Strom-Spannungs-Charakteristik entstanden sein. Eine eingehende Untersuchung diesbezüglich steht noch aus, da sie sehr aufwändig ist und mit einer Zerstörung der Probe einhergeht.

Aufgrund der Vielzahl unterschiedlicher Defekte eignet sich diese Zelle hervorragend als Teststruktur für eine eingehende Bewertung von SRPS und SRIV unter experimentellen Bedingungen. Hierbei sind insbesondere der mechanische Oberflächendefekt und die Region mit erhöhter Störstellendichte interessant, da das Erkennen und Bewerten derartiger Bereiche zentrale Anforderungen an eine aussagekräftige Charakterisierung sind. Der niedrige Nebenwiderstand stellt zusätzlich eine besondere Herausforderung speziell für SRIV-Messungen dar.

4.2. Probe 23936-b5

In Abbildung 4.4 ist die Schichtstruktur der Probe 23936-b5 schematisch dargestellt. Diese ist in Bezug auf die Kontaktfinger, den Busbar, die Bonddrähte sowie die externen Kontakte mit der Zelle 23709 baugleich. Weiterhin ähneln sich beide in ihrem Aufbau sowie der Materialzusammensetzung. Die Dicken und Dotierkonzentrationen sind leicht verschieden, darüber hinaus fehlt der Übergangsbereich zwischen den oberen Kontaktebenen und der aktiven Zone. Im Rahmen der Pro-

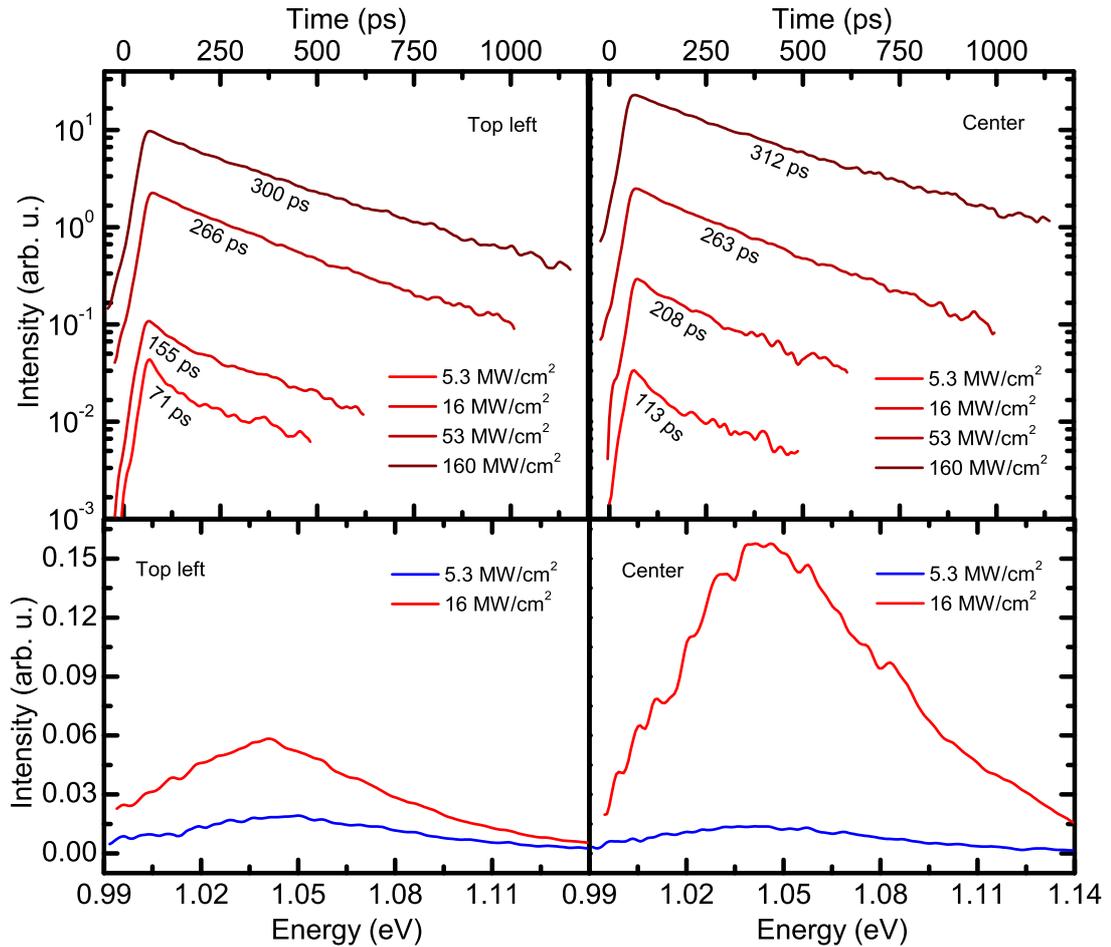


Abbildung 4.3.: Zeitlich- (oben) und spektral aufgelöste (unten) Photolumineszenzmessungen an der Probe 23709. Die zeitlich aufgelösten Daten sind spektral-, die spektral aufgelösten Daten zeitlich integriert. Für kleine Pulsintensitäten zeigt der obere, linke Probenbereich eine deutlich geringere Ladungsträgerlebensdauer und Photolumineszenz, was auf eine stark erhöhte Dichte nichtstrahlender Störstellen hindeutet.

zessierung wurde ferner die GaAs-Deckschicht durch selektives Ätzen entfernt.

Obwohl die Herstellungsprozesse sowohl in Bezug auf das Kristallwachstum als auch auf die Prozessierung identisch sind, zeigt diese Probe nicht die oben geschilderten Defekte der Zelle 23709. Allerdings weist sie in Kennlinienmessungen unter vollständiger Beleuchtung mit einer Weißlichtlampe einen sehr niedrigen Kurzschlussstrom sowie eine verhältnismäßig kleine Leerlaufspannung auf. Dies deutet

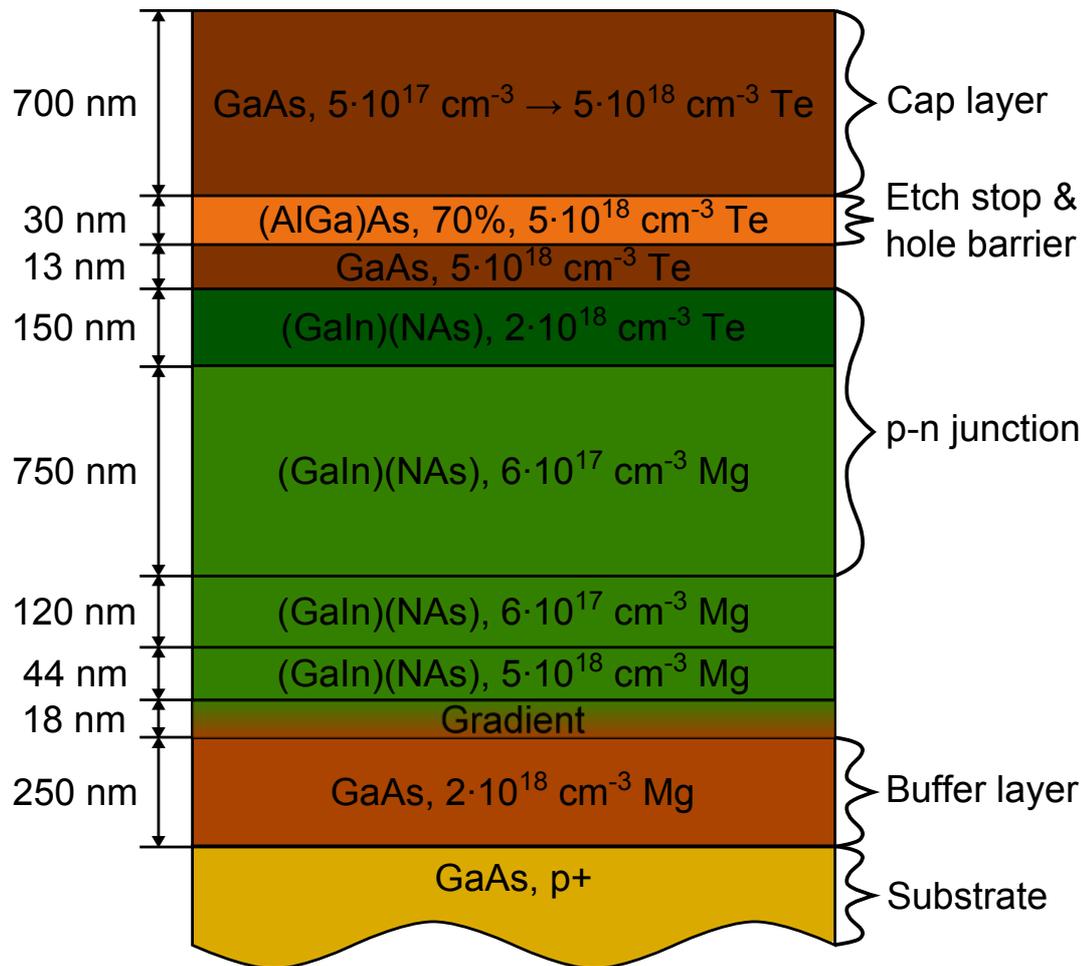


Abbildung 4.4.: Schematische Schichtstruktur der Probe 23936-b5, die in ihrem Aufbau der Zelle 23709 stark ähnelt. Der p-n-Übergang liegt zwischen den Ebenen sechs und sieben. Darüber befinden sich wiederum eine Ätzstoppschicht, die gleichzeitig als Lochbarriere dient, sowie die hochdotierte Deckschicht.

auf eine allgemein erhöhte Defektdichte in der Kristallstruktur hin, nähere Untersuchungen hierzu, zum Beispiel mittels TRPL bei verschieden starker Anregung, stehen noch aus.

4.3. Proben 24055-b5 und -b6

Abbildung 4.5 zeigt die schematische Schichtstruktur der Proben 24055-b5 und

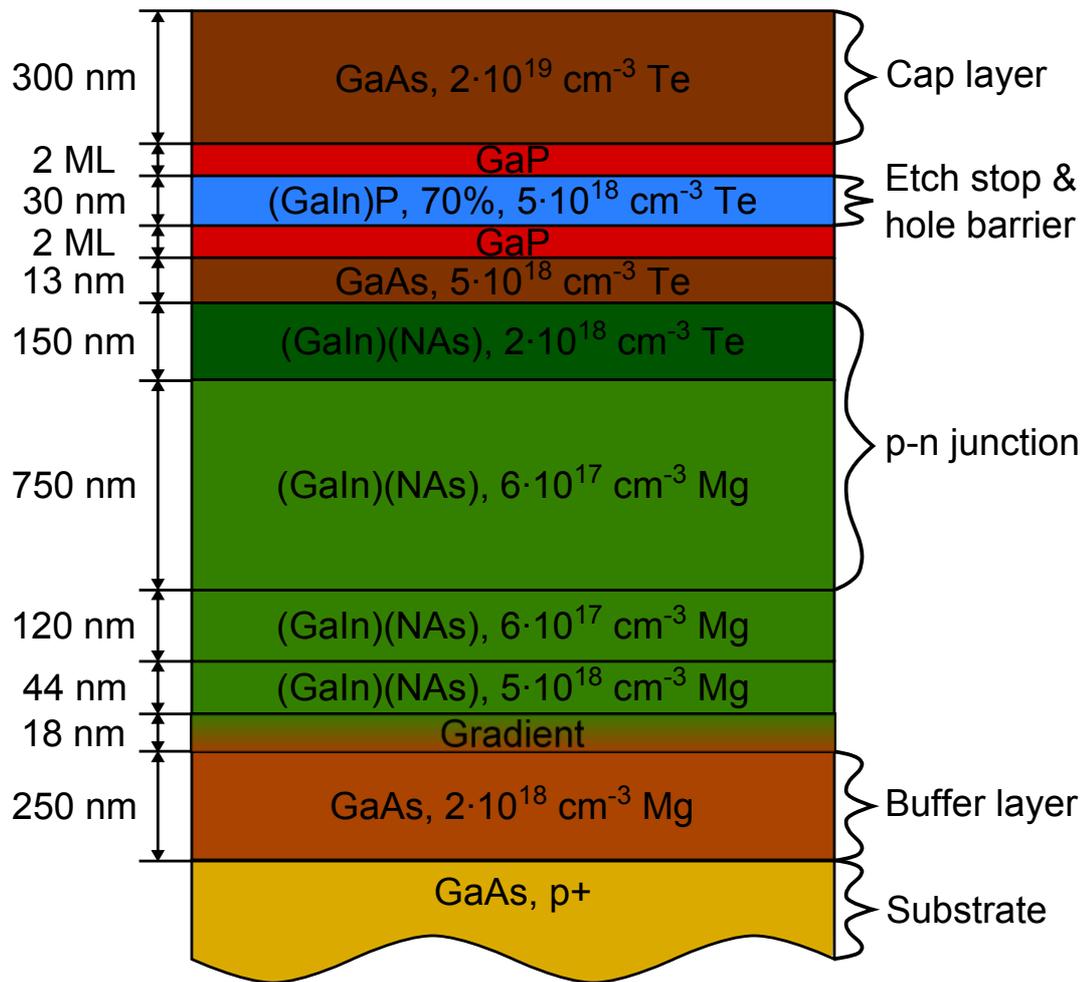


Abbildung 4.5.: Schematische Schichtstruktur der Proben 24055-b5 und -b6. Lochbarriere und Ätzstoppschicht bestehen hier aus (GaIn)P, ansonsten ähnelt der Aufbau den Zellen 23709 und 23936-b5. Der p-n-Übergang befindet sich zwischen den Ebenen sechs und sieben.

24055-b6. Diese unterscheiden sich von der Zelle 23709 in erster Linie durch den Aufbau und die Materialzusammensetzung der oberen Ätzstoppschicht und Lochbarriere. Anstelle des tellurdotierten (AlGa)As kommt hier (GaIn)P zum Einsatz, welches ebenfalls tellurdotiert ist und zu beiden Seiten von GaP-Schichten eingeschlossen wird, die jeweils eine Dicke von zwei Atomlagen aufweisen. Letztere dienen während des Wachstumsprozesses zur Glättung der Kristalloberfläche bevor, beziehungsweise nachdem das (GaIn)P abgeschieden wurde und sollen somit Defekte und Inhomogenitäten verhindern helfen. Ansonsten sind der Aufbau und

die Materialzusammensetzung identisch zur Probe 23936-b5.

Auch hier wurden die Kristallstrukturen mittels MOVPE hergestellt, die Wachstumsparameter sind mit denen der Zelle 23709 vergleichbar. Neben den dort verwendeten Vorläufern kam Tertiärbutylphosphin (engl.: **Tertiarybutylphosphine**, TBP) als zusätzliche Gruppe-V-Quelle zur Herstellung der phosphorhaltigen Schichten zum Einsatz. Im Anschluss an das Aufbringen der Kontaktfinger und des Busbars, welche wiederum identisch zur Zelle 23709 sind, wurden auch hier die GaAs-Deckschichten durch selektives Ätzen entfernt. In Kennlinienmessungen unter vollständiger Beleuchtung mit Weißlicht zeigen sich deutlich höhere Kurzschlussströme und Leerlaufspannungen im Vergleich zur Zelle 23936-b5, was auf eine wesentlich höhere Materialqualität hinweist. Hierbei liegen die Werte der Probe 24055-b6 im niedrigen, zweistelligen Prozentbereich über denen der Probe 24055-b5.

5. Untersuchung (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse von SRPS- und SRIV-Untersuchungen an den Proben 23936-b5 sowie 24055-b5 und 24055-b6 präsentiert und bewertet. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf möglichen Verbesserungen der Materialqualität durch nachträgliches Ausheilen mit Hilfe starker elektrischer Ströme oder intensiver Laserstrahlung. Weiterhin finden sich hier die Resultate von TRPL-Messungen, welche im Rahmen optischer Ausheilversuche an der Probe 24055-b6 durchgeführt wurden.

5.1. Motivation

In den vergangenen Jahren wurde eine Reihe von Fortschritten bei der Herstellung (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellen erzielt. Dennoch sind die erreichten Wirkungsgrade nach wie vor zu gering, um effiziente Mehrschicht solarzellen mit Komponenten auf Basis dieses Materialsystems verwirklichen zu können [12, 14, 15, 91–93]. Als ein Hauptproblem bei der Herstellung leistungsfähiger (GaIn)(NAs)-Solarzellenstrukturen gelten die schlechten Ladungsträgerdiffusionslängen, welche gemäß Abschnitt 2.1 einer effizienten Trennung angeregter Elektronen und Löcher entgegenstehen. Wie bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben liegt der Grund hierfür in niedrigen Mobilitäten verbunden mit geringen Lebensdauern, welche auf die hohe effektive Masse des Leitungsbandes sowie Störstellen, bedingt durch den Stickstoffeinbau, die Dotierung und Verunreinigungen zurückzuführen sind [12, 14, 15, 94]. Frühere TRPL-Experimente an unprozessierten Proben offenbarten eine deutliche Steigerung der Ladungsträgerlebensdauer und Photolumineszenz durch starke Laserbestrahlung über längere Zeiträume. Dies legt die Vermutung nahe, dass intensiver Lichteinfall oder eventuell auch hohe elektrische Ströme die Materialqualität (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellenstrukturen verbessern können. In Verbindung mit einem optimierten thermischen Ausheilen ist dies ein möglicher Schlüssel zur Überwindung der oben genannten Probleme. Vor diesem Hintergrund ist es das Ziel der nachfolgend geschilderten Untersuchung, einen Beweis für derartige

Verbesserungsmöglichkeiten zu finden und dadurch die Grundlagen für einen optimierten Herstellungsprozess zu legen.

5.2. Ergebnisse

Der Ablauf aller Untersuchungen gliedert sich in mehrere Schritte: Zunächst wurden sämtliche Proben lichtmikroskopisch auf Oberflächenschäden hin untersucht. Danach folgten SRIV- sowie vorspannungslose SRPS-Messungen als Referenz zur Beurteilung der anschließenden Ausheilexperimente. Hier wurden die Proben 23936-b5 und 24055-b5 starken elektrischen Strömen und die Probe 24055-b6 intensiver Laserstrahlung ausgesetzt, bevor im letzten Schritt erneute SRIV- und vorspannungslose SRPS-Messungen mögliche Veränderungen offenbaren sollten. Sämtliche SRPS- und SRIV-Messungen erfolgten bei einer Anregungsintensität von 150 W/cm^2 und einer Wiederholfrequenz von 33 Hz. Der Messwiderstand hatte einen Wert von $1,3 \Omega$. Die Ergebnisse sind Inhalt der beiden folgenden Abschnitte.

5.2.1. Elektrisches Ausheilen

In einem ersten Versuch wurde die Probe 23936-b5 einem Stromfluss in Durchlassrichtung des p-n-Übergangs ausgesetzt. Die Stromstärke erhöhte sich dabei schrittweise und blieb jeweils über Zeiträume von acht bis sechzehn Stunden konstant. Diese langen Zeitintervalle waren notwendig, um gegebenenfalls auch langsam ablaufende Prozesse, welche zum Teil auch in den eingangs erwähnten TRPL-Experimenten beobachtet wurden, nachweisen zu können. Durch Photostrommessungen an ausgewählten Probenstellen erfolgte eine kontinuierliche Überwachung während der gesamten Ausheilphase, um mögliche Veränderungen direkt nachverfolgen zu können. Beginnend mit 10 mA und einer Vorspannung von 0,54 V stieg die Stromstärke in Schritten von jeweils einer halben Größenordnung auf 300 mA bei 1,64 V. Die begleitenden Photostrommessungen zeigten währenddessen allerdings keine signifikanten Veränderungen. Auch in der folgenden SRPS-Messung war durch diesen ersten Ausheilversuch kein nennenswerter Einfluss auf die Materialqualität feststellbar. Daher wurde im Anschluss ein zweiter Versuch mit höheren Strömen in Durchlassrichtung des p-n-Übergangs durchgeführt. In dessen Verlauf erhöhte sich die Stromstärke beginnend mit 250 mA und einer Vorspannung von 1,5 V in drei äquidistanten Schritten auf 1 A und 3,3 V. Sie blieb hierbei in den ersten drei Phasen über jeweils eine Stunde konstant, in der letzten Phase über dreieinhalb Stunden. Aufgrund der hohen Vorspannungen, die zum

Erreichen eines konstanten Stromflusses außerdem fortlaufend angepasst werden mussten, war während dieser Versuchsreihe keine begleitende Überwachung des Photostroms möglich. Der Grund hierfür liegt in der Empfindlichkeit des Lock-In-Verstärkers gegenüber starken unvermittelten Signaländerungen. Der zeitliche Vorspannungsverlauf gab allerdings weiterhin Aufschluss über mögliche Veränderungen in der Materialqualität. Als Stromquelle für dieses und sämtliche weiteren Elektroausheilexperimente diente ein stabilisiertes Labornetzgerät vom Typ 6542A der Firma Hewlett Packard.

Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse der SRPS- und zweier SRIV-Messungen an der Probe 23936-b5 vor und nach sämtlichen Ausheilversuchen. In beiden SRPS-Rastern ist das Harz, welches die Bonddrähte vor mechanischer Beschädigung schützen soll, klar zu erkennen (1). Die Enden einiger Bonddrähte ragen über den Busbar hinaus und führen zu einer Abschattung der darunter liegenden Proben- teile (2). Weiterhin existiert eine Stelle mit einem etwa zweieinhalbfach erhöhten Photostrom im Vergleich zum Rest der Probe (3). Im rechten Bereich des Busbars befindet sich ein größerer Oberflächendefekt (4), welcher auch unter dem Lichtmikroskop klar erkennbar ist. Ansonsten zeigt die Probe eine homogene Materialqualität, wobei die erreichten Photoströme verhältnismäßig gering sind. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen der in Kapitel 4 bereits erwähnten Kennlinienmessung unter vollständiger Beleuchtung mit weißem Licht.

Innerhalb der Messgenauigkeit, welche in diesem Fall überwiegend von der Stabilität der verwendeten Laserdiode abhängt, zeigen die Ergebnisse keine signifikanten Veränderungen der Materialqualität aufgrund der durchgeleiteten Ströme. Lediglich an der Stelle, die einen besonders hohen Photostrom zeigt (3), tritt eine klare Verschlechterung ein, was anhand der entsprechenden Kennlinien deutlich wird. Die Gründe für dieses Verhalten sowie den erhöhten Photostrom allgemein sind nicht bekannt, da eine eingehende Untersuchung dieser Region aufgrund des darüberliegenden Harzes nicht möglich ist.

In Abbildung 5.2 ist das Ergebnis der SRPS-Messungen an der Probe 24055-b5 vor und nach sämtlichen Ausheilversuchen dargestellt. Auch hier sind das Harz über den Bonddrähten (1), sowie einige überstehende Drahtenden (2) klar zu erkennen. Weiterhin zeigen sich mehrere mechanische Oberflächendefekte (3), welche im Lichtmikroskop ebenfalls sichtbar sind.

Wie bereits im Fall der Zelle 23936-b5 floss auch hier in einem ersten Ausheilversuch ein Strom in Durchlassrichtung des p-n-Übergangs. Dessen Stärke stieg schrittweise mit 30 mA und einer Vorspannung von 0,65 V beginnend auf 100 mA bei 0,96 V und schließlich auf 300 mA bei 1,69 V an. Wiederum wurde in jeder dieser Phasen die Stromstärke über Zeiträume von acht bis sechzehn Stunden konstant

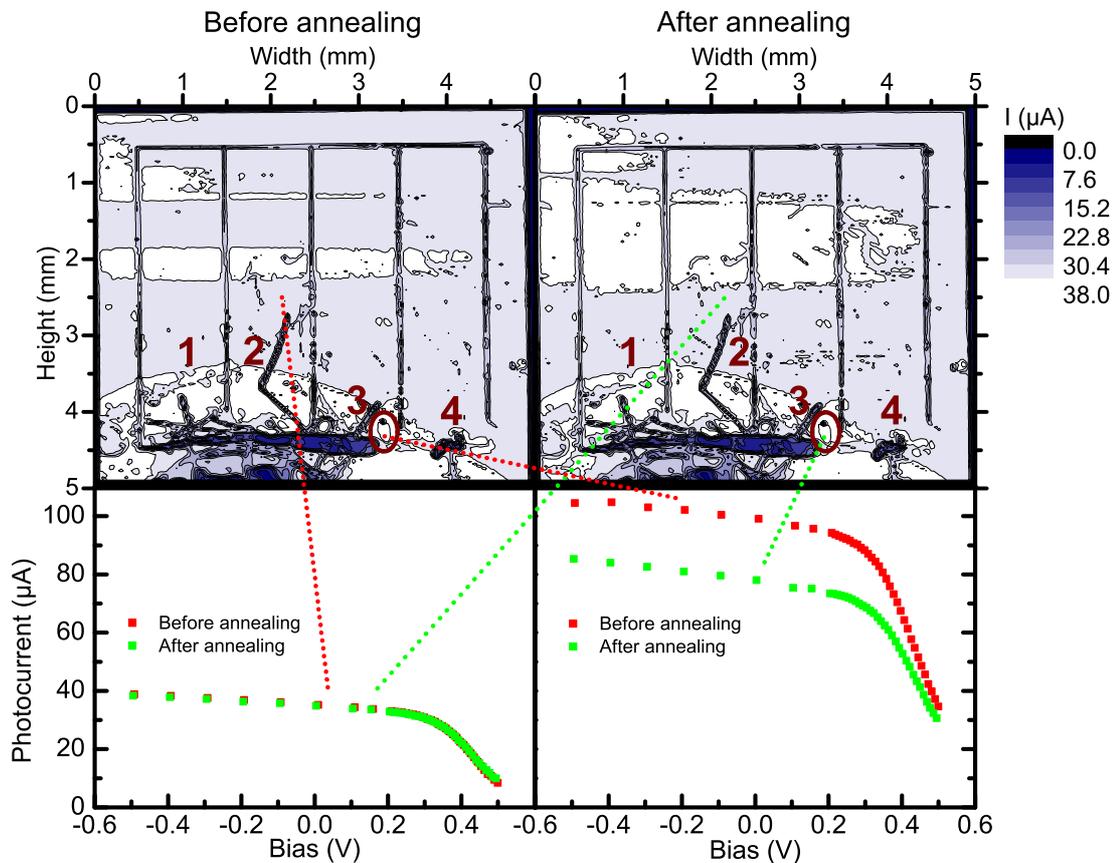


Abbildung 5.1.: Endergebnis einer Reihe von Elektroausheilexperimenten an der Probe 23936-b5. Die SRPS- (oben) und SRIV-Messungen (unten) offenbaren keine signifikanten Veränderungen der Materialqualität. Eine Stelle mit besonders hohem Photostrom im Vergleich zum Rest der Probe zeigt allerdings eine deutliche Verschlechterung (unten rechts).

gehalten unter einer kontinuierlichen Überwachung des Photostroms an ausgewählten Probenstellen. In der anschließenden SRPS-Messung zeigte die Probe einen um 8 % erhöhten Photostrom über ihre gesamte Fläche hinweg. Der Nebenwiderstand betrug $230\ \Omega$ und war somit in etwa um den Faktor 10 geringer als vorher. Der Grund für diesen starken Abfall ist bislang nicht bekannt und wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein. Eventuell könnte es sich, wie im Fall der Zelle 23709, auch hier um das Resultat atomarer Diffusionsprozesse im Bereich der Finger und des Busbars handeln. Wie in Abschnitt 2.2 dargelegt wird, bewirkt ein zu kleiner Nebenwiderstand eine deutliche Verringerung der verfügbaren elektrischen Leistung. Somit stellt der beobachtete Abfall einen großen Nachteil für den Be-

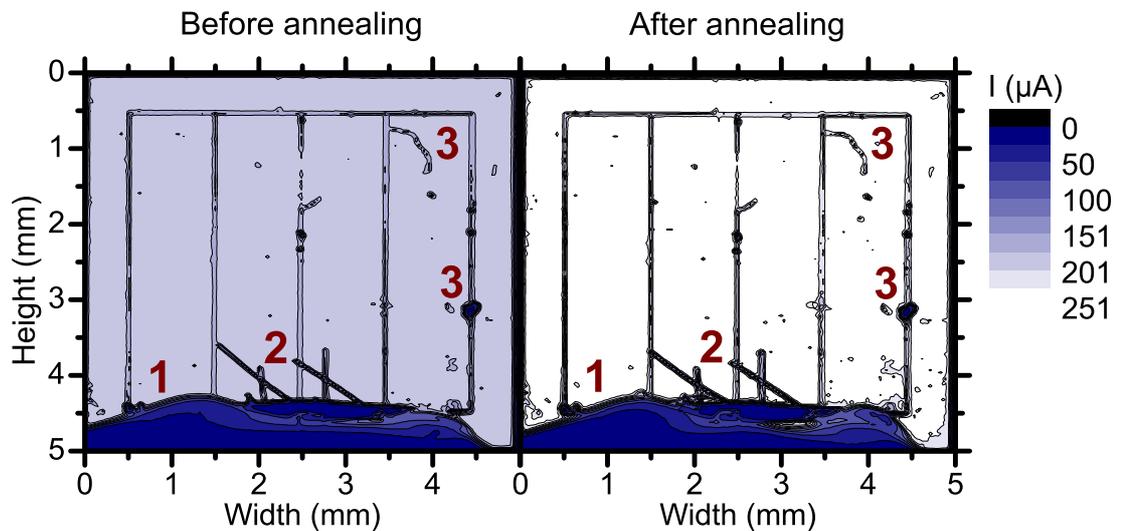


Abbildung 5.2.: *Endergebnis verschiedener Elektroausheilexperimente an der Probe 24055-b5. Die SRPS-Messungen offenbaren eine klare Steigerung des Photostroms, allerdings auf Kosten einer sehr starken Verringerung des Nebenwiderstands.*

trieb einer Solarzelle dar. Auch bei dieser Probe folgte ein zweiter Ausheilversuch mit einer höheren Stromstärke in Durchlassrichtung des p-n-Übergangs. Sie betrug 800 mA bei einer Vorspannung von 3,6 V und wurde über einen Zeitraum von acht-einhalb Stunden aufrecht erhalten. Aufgrund der hohen Vorspannung war es auch hier wiederum nicht möglich, den Photostrom fortlaufend zu überwachen. Die anschließende SRPS-Messung offenbarte keine signifikanten Veränderungen des Photostroms durch diesen zweiten Ausheilversuch. Auch der Nebenwiderstand blieb unverändert. Daraufhin folgte ein dritter Versuch mit Stromstärken von 50 mA, 100 mA und 300 mA in Sperrichtung des p-n-Übergangs, welche über Zeiträume von drei, zwei beziehungsweise einer Stunde aufrechterhalten wurden. Die Spannungen betragen - 1,77 V, - 1,80 V und - 1,87 V. Der Photostrom wurde während des gesamten Zeitraums kontinuierlich überwacht. Die Ergebnisse der anschließenden SRPS-Messung zeigen eine weitere deutliche Erhöhung des Photostroms um etwa 17 % auf der gesamten Probenfläche. In der Summe aller Ausheilschritte ergibt sich somit eine Gesamtsteigerung von etwa 26 %. Allerdings fällt der Nebenwiderstand auf lediglich $3,4\Omega$ ab, wodurch die Probe als Solarzelle vollständig unbrauchbar wird. Auch hier ist der Grund für diesen starken Abfall bislang unbekannt. Solange keine Lösung für dieses Problem gefunden ist, scheint es somit nicht möglich zu sein, die Leistungsfähigkeit von (GaIn)(NAs)-Solarzellenstrukturen durch den Einsatz elektrischer Ströme signifikant zu steigern. Dies gilt sowohl für deren An-

wendung in Durchlass- als auch in Sperrrichtung des p-n-Übergangs.

5.2.2. Optisches Ausheilen

Die Versuche zum optischen Ausheilen wurden an der Probe 24055-b6 mit verschiedensten Lasersystemen bei einer Vielzahl von Photonenenergien, Lichtintensitäten und Bestrahlungsdauern durchgeführt. Hierbei konnten mit einem gepulsten Nd:YLF-Laser (**N**eodym:**Y**ttrium-**L**ithium-**F**luorid) des Typs Merlin der Firma Spectra Physics keine Veränderungen des Photostroms in SRPS-Messungen erreicht werden. Die Photonenenergie dieses Systems liegt bei 1,2 eV mit einer Wiederholrate von 1 kHz und einer Pulsdauer von 200 ns FWHM. Die Lichtintensitäten auf der Probenoberfläche betragen 17 kW/cm² über einen Zeitraum von 30 Minuten beziehungsweise 30 MW/cm² über drei Stunden. Auch die Versuche mit einem gepulsten Verstärkersystem des Typs Spitfire von Spectra Physics, dessen Wiederholrate 1 kHz und Pulsdauer 150 fs FWHM betragen, führten zu keiner signifikanten Steigerung der Photoströme. Die Lichtintensitäten hier waren 150 MW/cm² bei einer Photonenenergie von 1,2 eV über einen Zeitraum von neunzig Minuten, 590 MW/cm² bei 1,5 eV über drei Minuten und 1,0 GW/cm² bei 1,2 eV über neunzig Sekunden. Ein weiterer Versuch mit einer Intensität von 10 GW/cm² über 70 Minuten bei einer Photonenenergie von 1,5 eV führte zu einer thermischen Überbeanspruchung des Materials und somit zu einer lokalen Beschädigung der Probe. Tabelle 5.1 zeigt eine Auflistung der einzelnen Ausheilversuche.

Lasersystem	Photonenenergie	Intensität	Dauer	Veränderung
Nd:YLF	1,2 eV	17 kW/cm ²	30 min	keine
Nd:YLF	1,2 eV	30 MW/cm ²	3 h	keine
Verstärker	1,2 eV	150 MW/cm ²	90 min	keine
Verstärker	1,5 eV	590 MW/cm ²	3 min	keine
Verstärker	1,2 eV	1,0 GW/cm ²	90 s	keine
Verstärker	1,5 eV	10 GW/cm²	70 min	Beschädigung
Ti:Sa	1,4 eV	150 MW/cm ²	1 min	keine
Ti:Sa	1,4 eV	900 MW/cm ²	30 s	Verbesserung TRPL
Ti:Sa	1,4 eV	2,7 GW/cm ²	30 s	Verbesserung TRPL
Ti:Sa	1,4 eV	4,3 GW/cm ²	30 s	Verbesserung TRPL
Ti:Sa	1,4 eV	5,7 GW/cm ²	30 s	Verbesserung TRPL
Ti:Sa	1,4 eV	7,2 GW/cm ²	30 s	Verbesserung TRPL

Tabelle 5.1.: Überblick über alle Versuche zum optischen Ausheilen an der Probe 24055-b6

Versuche mit dem Ti:Sa-Laser des TRPL-Aufbaus aus Kapitel 4 führten hingegen bereits nach Bestrahlungszeiträumen von wenigen Sekunden zu einer deutlichen Steigerung der Ladungsträgerlebensdauer und Photolumineszenz. Die verwendeten Lichtintensitäten lagen zwischen 150 MW/cm^2 und $7,2 \text{ GW/cm}^2$ bei einer Photonenenergie von $1,4 \text{ eV}$. Unterhalb von 150 MW/cm^2 konnten derartige Effekte nicht beobachtet werden. Da der anregende Laserstrahl auf einen Durchmesser von lediglich $30 \mu\text{m}$ FWHM bei gaußförmigem Intensitätsprofil herunterfokussiert wurde, beziehen sich die gemessenen Verbesserungen aber nur auf sehr kleine Bereiche. Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch die Ergebnisse der TRPL-Experimente. Die Messungen wurden bei einer Anregungsenergie von $1,4 \text{ eV}$ und einer niedrigen Pumpintensität von 150 MW/cm^2 durchgeführt, um eine ungewollte Veränderung der Materialeigenschaften zu vermeiden. Die beiden oberen Graphen offenbarten die Verbesserungen der Ladungsträgerlebensdauer sowie der Photolumineszenz durch Ausheilen mit einer Lichtintensität von $4,0 \text{ GW/cm}^2$ über einen Zeitraum von zehn Sekunden. Die Ladungsträgerlebensdauer steigt um 24% von 303 ps auf 375 ps , während die zeitlich und spektral integrierte Photolumineszenz um 22% zunimmt. Dies ist auf eine Reduzierung nichtstrahlender Rekombinationsprozesse in Folge des optischen Ausheilens zurückzuführen. Auf den ersten Blick könnte eine Verringerung der Störstellendichte in dem bestrahlten Bereich der Grund dafür sein. Eine derartige Veränderung sollte sich in der Effizienz einer Solarzelle deutlich positiv bemerkbar machen, solange sie die gesamte Fläche betrifft. In den beiden unteren Graphen sind die maximal erreichten Lebensdauer- und Photolumineszenzsteigerungen bei einer Bestrahlungsdauer von dreißig Sekunden und verschiedenen Lichtintensitäten dargestellt. Die durchgezogenen Linien geben den Trend wieder. Da die einzelnen Messpunkte notwendigerweise an verschiedenen Probenstellen aufgenommen wurden, sind die Ergebnisse mit einer gewissen, schwer einschätzbaren Unsicherheit aufgrund eventueller Materialinhomogenitäten behaftet. Mit steigender Lichtintensität ist eine zunehmende Verbesserung der TRPL-Eigenschaften zu beobachten, deren Maximum im Bereich von 4 GW/cm^2 erreicht ist. Die anschließende leichte Verschlechterung liegt vermutlich in einer Überbeanspruchung begründet. Da allerdings, wie bereits erläutert, die einzelnen Datenpunkte an verschiedenen Probenstellen aufgenommen wurden, könnte dieses Verhalten auch auf eine mögliche Inhomogenität des Materials zurückzuführen sein.

In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse der SRPS-Messungen an der Probe 24055-b6 vor und nach sämtlichen Ausheilversuchen dargestellt. Das Harz über den Bonddrähten (1) und der thermisch überbeanspruchte Bereich (2) sind klar zu erkennen. Die erreichten Verbesserungen am TRPL-Aufbau spiegeln sich im Rahmen der Messgenauigkeit nicht in den SRPS-Rastern wieder. Dies ist womöglich auf die geringen Größen der bestrahlten Probenbereiche, welche gerade an der Auflösungsgrenze des verwendeten SRPS-Aufbaus liegen, zurückzuführen. Der Grund, weswe-

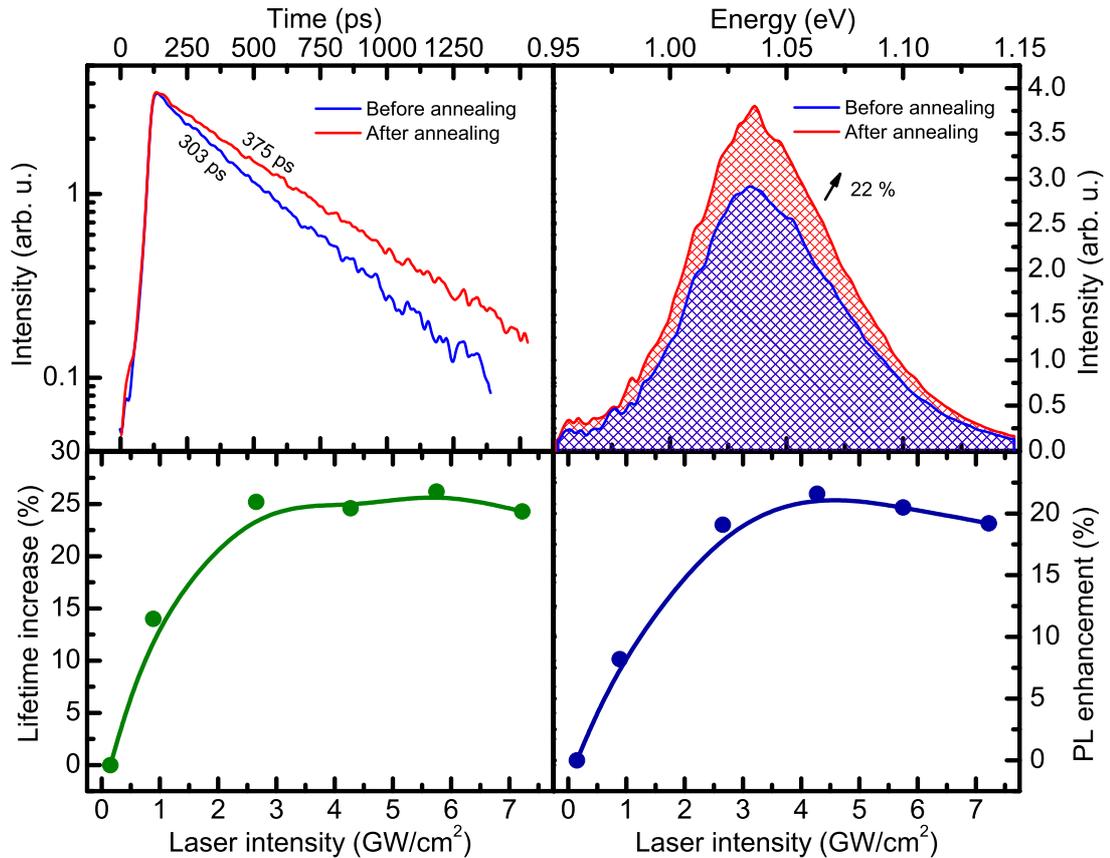


Abbildung 5.3.: Ergebnisse zeitaufgelöster Photolumineszenzexperimente an der Probe 24055-b6. Es zeigt sich eine deutliche Steigerung der Ladungsträgerlebensdauer sowie der integrierten Photolumineszenz nach der Bestrahlung mit intensivem Laserlicht.

gen auch die wesentlich großflächigeren Ausheilversuche am Verstärkersystem mit vergleichbaren Lichtintensitäten keine messbaren Verbesserungen brachten, wäre demnach in der deutlich geringeren Wiederholrate der Laserpulse zu suchen. Dies macht eine um den Faktor 80 000 höhere Bestrahlungsdauer notwendig, um die selben Ergebnisse zu erzielen, was einem Zeitraum von mehreren Tagen entspricht. Derartige Experimente stehen derzeit noch aus, werden aber in Kürze folgen. Eine weitere mögliche Erklärung für die Verbesserung der TRPL-Eigenschaften ohne signifikante Veränderungen in der EQE, wäre die Ausformung energetisch flacher Störstellen. Diese würden ein Diffundieren optisch erzeugter Ladungsträger in benachbarte, tiefe Störstellen vermindern, was ebenfalls eine Steigerung der Ladungsträgerlebensdauer und Photolumineszenz zur Folge hätte. Derart reduzierte

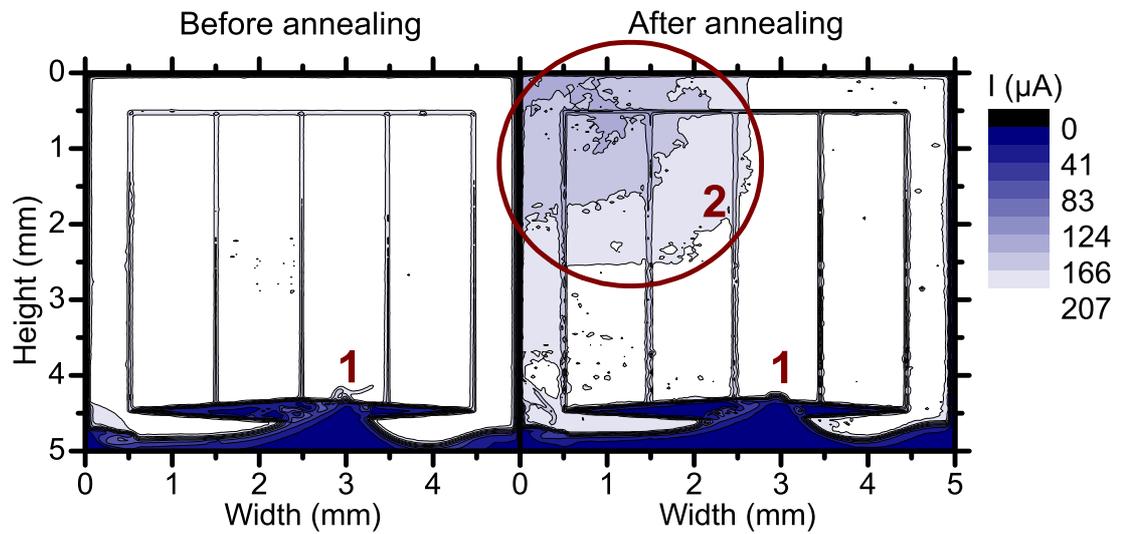


Abbildung 5.4.: *Endergebnis mehrerer optischer Ausheilexperimente an der Probe 24055-b6. Die SRPS-Messungen zeigen keine signifikanten Veränderungen des Photostroms. Lediglich in der oberen linken Ecke ist ein starker Einbruch infolge thermischer Überbeanspruchung des Materials während eines Ausheilversuchs zu beobachten.*

Beweglichkeiten üben allerdings auch wiederum einen negativen Einfluss auf die Diffusionslängen aus, was gemäß Abschnitt 2.1 einen nachteiligen Effekt auf die EQE hat. Als flache Störstellen kommen bei diesem Materialsystem Stickstoffcluster in Betracht, die eine Bindungsenergie von einigen meV aufweisen und ein kurzreichweitiges Potential besitzen. Genaue Untersuchungen in Bezug auf diese Vermutung sollen in Kürze folgen.

6. Zusammenfassung

Das folgende Kapitel enthält eine kurze Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse. Hierbei geht der erste Abschnitt auf die neu entwickelten Charakterisierungstechniken SRPS und SRIV ein, der zweite auf die Untersuchungsergebnisse an der Serie von (GaIn)(NAs)-Solarzellenprototypen.

6.1. Untersuchungsmethoden

Es wurden zwei neuentwickelte Methoden zur Charakterisierung von Solarzellenprototypen vorgestellt und anhand ausgiebiger Testmessungen und numerischer Simulationen untersucht und bewertet. Das erste, SRPS genannte Verfahren erlaubt eine flächendeckende, räumlich hochauflösende Bestimmung lokaler Photoströme und EQEs. Auf Basis dieser Daten lassen sich Aussagen über die Materialqualität sowie strukturelle Defekte machen. Durch das Anlegen einer Vorspannung in Sperrichtung des p-n-Übergangs kann die laterale Ladungsträgerdiffusion verringert werden, was im Vergleich zur bereits bekannten LBIC-Methode kleinere Anregungsbereiche und somit eine höhere räumliche Auflösung zulässt. Darauf aufbauend ermöglicht das zweite, SRIV genannte Verfahren die Aufnahme lokaler Strom-Spannungs-Kennlinien, welche die Bestimmung einer Vielzahl charakteristischer p-n-Parameter erlauben. So lassen sich auf diese Weise der Sättigungsstrom, der Idealitätsfaktor, der Kurzschlussstrom sowie eine optisch induzierte Verringerung des Nebenwiderstands unter den gegebenen Anregungsbedingungen ermitteln. Diese Informationen erlauben Rückschlüsse auf die Gründe möglicher Effizienzprobleme einer Probe. Anhand dieses Wissens können Prototypen gezielt verbessert werden.

Beide Verfahren erfordern einen verhältnismäßig geringen experimentellen Aufwand und liefern zuverlässige und präzise Ergebnisse, wie die Testmessungen und Simulationen zeigen. Hierbei müssen allerdings einige Grundsätze beachtet werden: Auf experimenteller Seite dürfen die Anregung nicht zu stark und deren Modulationsfrequenz nicht zu hoch gewählt sein. Weiterhin bewirkt ein zu großer Serienwiderstand im Stromkreis der Probe eine deutliche Verfälschung der Messer-

gebnisse, welche sich speziell im Fall von SRIV nur schwer herauskorrigieren lässt. Auch darf die Vorspannung bei SRPS nicht zu groß gewählt werden. Hier sind gegebenenfalls Voruntersuchungen notwendig, um derartige Fehlerquellen auszuschließen. Ein prinzipielles Problem, welches die experimentelle Ortsauflösung beschränkt, besteht in der lateralen Diffusion angeregter Elektronen und Löcher. Hier muss sichergestellt sein, dass die effektiven Diffusionslängen aller Ladungsträger, die zum Photostrom beitragen, klein sind gegen den Durchmesser des angeregten Bereichs. Ansonsten würden signifikante Ladungsträgerverluste auftreten, welche zu einer Verfälschung der Messergebnisse führen. Da dieser Effekt wesentlich von den Eigenschaften sowie der Qualität des Probenmaterials abhängt, können diesbezüglich keine allgemeingültigen Aussagen getroffen werden. Es steht allerdings fest, dass die effektiven Diffusionslängen im relevanten Bereich der aktiven Zone niedriger ausfallen als die realen, welche sich über die Mobilitäten und Lebensdauern ergeben. Somit ist anhand der realen Diffusionslängen eine obere Abschätzung des Anregungsdurchmessers möglich. Genauere Aussagen hierzu lassen sich indes nur auf der Grundlage entsprechender Simulationen treffen.

6.2. Resultate (GaIn)(NAs)-Solarzellen

Das Materialsystem (GaIn)(NAs) ist ein vielversprechender Kandidat für einen Einsatz in zukünftigen Mehrschicht solarzellen, wo es mit seiner Bandlücke von etwa 1 eV den spektralen Bereich zwischen 900 nm und 1200 nm abdecken soll. Bislang besitzen (GaIn)(NAs)-basierte Solarzellenstrukturen allerdings eine zu geringe Effizienz für einen derartigen Einsatz. Der wesentliche Grund hierfür liegt in niedrigen Ladungsträgerdiffusionslängen aufgrund geringer Mobilitäten und Lebensdauern, welche auf eine hohe Störstellendichte zurückzuführen sind.

Versuche zur Verbesserung dieser Eigenschaften durch ein nachträgliches Ausheilen prozessierter Solarzellenschichten mit Hilfe elektrischer Ströme und intensiver Laserpulse kommen zu einem gemischten Ergebnis. So konnten durch elektrisches Ausheilen Steigerungen des Kurzschlussstroms von bis zu 26 % erzielt werden. Hierbei fiel der Nebenwiderstand allerdings auf wenige Ohm ab, wodurch die betreffenden Strukturen für einen Einsatz als Solarzellen unbrauchbar wurden. Versuche zum optischen Ausheilen ergaben unter bestimmten Bedingungen eine Steigerung der Ladungsträgerlebensdauer um 26 % sowie der Photolumineszenz um 22 %. Diese Verbesserungen spiegeln sich bislang aber nicht in den Photoströmen wieder. Einen eventuellen Grund hierfür stellen die geringen Größen der ausgeheilten Bereiche dar, welche nahe an der experimentellen Ortsauflösung des verwendeten SRPS-Aufbaus liegen. Das Ausheilen größerer Areale war aus technischen

Gründen bislang nicht möglich wird aber in Kürze folgen. Eine weitere Möglichkeit für diese Beobachtungen könnte aber auch in der Ausformung energetisch flacher Störstellen als Folge der Bestrahlung liegen. Diese würden einer Diffusion angeregter Ladungsträger in benachbarte, tiefe Störstellen entgegenwirken und könnten so ebenfalls die beobachtete Verbesserung der optischen Eigenschaften auslösen. Die dadurch verringerten Mobilitäten haben allerdings auch wiederum einen negativen Einfluss auf die Diffusionslängen und somit die Effizienz. Genauere Untersuchungen in Bezug auf dieses Verhalten stehen noch aus und werden Gegenstand weiterer Versuchsreihen sein, welche in absehbarer Zeit folgen sollen.

7. Ausblick

In Zukunft sollen SRPS und SRIV weiter verbessert werden insbesondere im Hinblick auf die Geschwindigkeit der Datenaufnahme. Dies lässt sich durch eine simultane Photostrommessung an verschiedenen Probenstellen erreichen. Hierzu wären lediglich mehrere, in geeigneter Weise modulierte Laserstrahlen in Verbindung mit einer entsprechenden Anzahl an Lock-In-Verstärkern notwendig. Weiterhin ist eine Kombination von Reflexions- und Photostrommessungen durch den Einsatz einer Ulbrichtkugel sinnvoll, was die Anzahl zugänglicher Messgrößen weiter erhöhen würde. Eine Übertragung der numerischen Simulationen auf schnelle Grafikkarten lässt eine deutliche Geschwindigkeitssteigerung erwarten. Hierdurch könnten diese in Zukunft routinemäßig eingesetzt werden, um die Interpretation gewonnener Messdaten zu vereinfachen, was bei einer Vermeidung diesbezüglicher Fehler hilft und die Genauigkeit der Ergebnisse weiter erhöht.

Das Materialsystem (GaIn)(NAs) ist aufgrund seiner vielen Vorteile weiterhin für den Einsatz in zukünftigen Generationen von Mehrschichtsolarzellen im Gespräch. Vorher müssen allerdings noch die bekannten Probleme mit zu geringen Ladungsträgerdiffusionslängen gelöst werden, welche der Realisierung hinreichend effizienter (GaIn)(NAs)-basierter Solarzellenschichten bislang entgegenstehen. Elektrische beziehungsweise optische Ausheilverfahren zeigen erste Erfolge auf dem Weg zur Überwindung dieser Beschränkungen. Hierbei treten allerdings neue Probleme auf, deren Ursachen in Zukunft näher erforscht werden sollen, um adäquate Lösungsansätze entwickeln zu können. Am Ende dieser Untersuchungen könnte ein Ausheilverfahren stehen, welches die Materialeigenschaften von (GaIn)(NAs)-Solarzellenstrukturen soweit verbessern kann, dass deren Einsatz in hocheffizienten Mehrschichtsolarzellen möglich wird. Dies ließe eine deutliche Steigerung des Wirkungsgrades im Vergleich zu bestehenden PV-Systemen erwarten.

A. Ladungsträgerverarmung in der Strichlängenmethode

Eine der beiden Grundkomponenten eines jeden Lasers ist das optisch aktive Medium, in dem einfallendes Licht einer bestimmten Wellenlänge durch stimulierte Photonenemission verstärkt wird. Somit müssen im Rahmen der Entwicklung neuer Laser zunächst geeignete aktive Medien für die gewünschten Wellenlängen gefunden werden. Die Verwendbarkeit eines Materials für eine derartige Anwendung hängt im Wesentlichen vom spektralen Verlauf seiner optischen Verstärkung unter gegebenen Anregungsbedingungen ab. Die Methode der variablen Strichlänge gilt seit ihrer Entwicklung im Jahr 1971 als leistungsfähiges Verfahren, um die Verstärkung einer Halbleiterprobe mit verhältnismäßig geringem experimentellen Aufwand messen zu können. Bei einer genaueren Betrachtung zeigt sich allerdings, dass die Messdaten nicht so unkompliziert ausgewertet werden können, wie ursprünglich angenommen. In diesem Kapitel wird der Einfluss von Ladungsträgerverarmung auf die Lichtemission einer Halbleiterprobe und somit auf die Rohdaten einer Strichlängenmessung anhand eines semiklassischen Computermodells untersucht. Begleitende Experimente untermauern die theoretischen Vorhersagen. Es zeigt sich, dass die Methode der variablen Strichlänge in ihrer bisherigen Form nur innerhalb eines schmalen, schwer einschätzbaren Parameterbereichs ihre Gültigkeit hat und dass selbst dann die Möglichkeit besteht, fehlerhafte Ergebnisse zu erhalten. Diese Untersuchungen erfolgten in Zusammenarbeit mit Christoph Lange, die begleitenden Messungen wurden von Björn Metzger durchgeführt [95].

A.1. Einleitung

Die Methode der variablen Strichlänge stellt ein Verfahren zur Bestimmung der optischen Verstärkung beziehungsweise Absorption für eine Fülle verschiedenartiger aktiver Medien dar. Hierbei zeichnet sie sich durch einen verhältnismäßig geringen experimentellen Aufwand insbesondere bei der Probenpräparation aus. Erstmals von Shaklee und Leheny an tiefkaltem CdS angewendet und in der darauf folgenden Zeit noch weiter vereinfacht, diente sie seither in einer Reihe wissenschaftlicher

Arbeiten als Mittel zum Nachweis optischer Verstärkung an einer Vielzahl unterschiedlicher Materialsysteme [96–104]. Das Grundprinzip ist in Abbildung A.1 schematisch dargestellt. Die Probe (1) wird gespalten, sodass eine ebene Facette entsteht (2) und entlang eines schmalen Strichs variabler Länge (3) optisch oder elektrisch angeregt (4). Dessen Breite muss dabei so gering wie möglich gehalten werden, damit sich ein quasi eindimensionaler Bereich angeregter Ladungsträger ausbildet. In der Folge kommt es zur spontanen Emission von Licht über die gesamte Länge der Anregung. Ein Teil davon breitet sich entlang des Strichs in Richtung Facette aus und erfährt dabei eine Verstärkung durch stimulierte Emission beziehungsweise eine Abschwächung durch Absorption [34, 105, 106]. Aus Gründen der Einfachheit wird dieser Prozess im Weiteren jedoch nur als verstärkte spontane Emission (engl.: **A**mplified **S**pontaneous **E**mission, ASE) bezeichnet, wobei eine Absorption als negative Verstärkung zu behandeln ist. An der Facette verlässt ein Teil der ASE die Probe und kann durch ein Spektrometer wellen- λ sowie strichlängenabhängig l detektiert werden. Der Rest wird zurückreflektiert. Eine leichte Neigung des Strichs gegen die Facettennormale (5) stellt hierbei sicher, dass dieser zurückreflektierte Teil nicht wieder in den angeregten Bereich gelangen kann und die Ladungsträgerbesetzung dort ungewollt beeinflusst. Im Allgemeinen findet die folgende Beziehung, welche die Intensität der ASE an der Probenfacette beschreibt, zur Auswertung der so gewonnenen Messdaten Verwendung:

$$I(l, \lambda) = \frac{A(\lambda)}{g(\lambda)} (e^{g(\lambda) \cdot l} - 1). \quad (\text{A.1})$$

Diese Formel beruht insbesondere auf der Annahme einer eindimensionalen Anregung sowie konstanter spontaner Emission $A(\lambda)$ und Verstärkung $g(\lambda)$ entlang des Strichs. Weiterhin dürfen sich die beiden genannten Größen auch nicht mit dessen Gesamtlänge l ändern [96].

Das folgenden Kapitel gibt anhand numerischer Simulationen Auskunft darüber, inwiefern die unvermeidbare Ladungsträgerverarmung insbesondere an den Enden des angeregten Bereichs die Ergebnisse einer Strichlängenmessung beeinflusst. Hierzu wird diese zunächst anhand eines semiklassischen Modells berechnet und gleichzeitig deren Einfluss auf die Lichtemission an der Probenfacette ermittelt. Dabei ergeben sich sowohl die Ladungsträgerdichteprofile innerhalb der Probe als auch die spektral aufgelöste ASE. Erstere bestimmen maßgeblich die spontane Emission sowie die optische Verstärkung. Im Anschluss daran wird die ASE an der Facette so ausgewertet, als würde es sich um Messdaten handeln. Dies erfolgt durch eine Anpassung der strichlängenabhängigen ASE-Intensitäten mit Gleichung A.1 nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung [32, 107]. Die so gewonnenen Verstärkungsspektren können anschließend mit den innerhalb der Probe

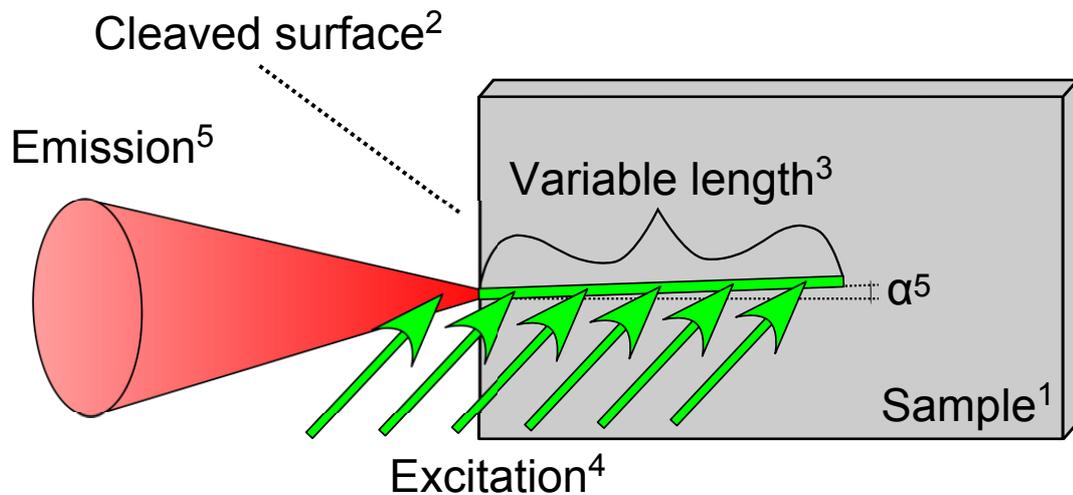


Abbildung A.1.: Schematische Darstellung des Grundprinzips der Methode der variablen Strichlänge. Die Probe wird entlang eines schmalen Strichs variabler Länge angeregt und die Intensität des emittierten Lichts als Funktion der Strichlänge gemessen.

tatsächlich vorliegenden verglichen werden. Begleitende Testmessungen untermauern hierbei die theoretischen Vorhersagen.

Weitere mögliche Fehlerquellen werden an dieser Stelle nicht betrachtet, da sie bereits in anderen Arbeiten hinlänglich untersucht wurden und nicht direkt mit dem Effekt der Ladungsträgerverarmung zusammenhängen, wie zum Beispiel: Beugung an Blenden zur Begrenzung der Strichlänge, die endliche Breite des angeregten Bereichs, Wellenleitereffekte und Rauschen [32, 107–109].

A.2. Numerisches Modell

In dem verwendeten numerischen Modell wird der angeregte Bereich als eindimensional betrachtet und in eine Reihe kleiner Abschnitte zerlegt. Jedem dieser Abschnitte sind eine freie Ladungsträgerdichte n sowie eine Photonendichte S zugeordnet. Letztere gliedert sich wiederum in die Teile S_- und S_+ für die beiden möglichen Ausbreitungsrichtungen auf. Im Zuge der Lichtausbreitung verändert sich die Photonendichte durch stimulierte Emission beziehungsweise Absorption gemäß dem Beerschen Gesetz [53]. Analog dazu nimmt die Dichte freier Ladungsträger entsprechend ab oder zu. Die jeweiligen Verstärkungskoeffizienten ergeben sich direkt aus den elektrischen Suszeptibilitäten erster Ordnung, welche wiederum

über die lokalen Ladungsträgerdichten anhand der Halbleiterblockgleichungen bestimmbar sind [110, 111]. Hierbei wird die selbstkonsistente Polarisationsgleichung entsprechend der Padé-Näherung auf der Ebene linearer Terme abgebrochen [112]. Das Ladungsträgersystem selber folgt einer Fermiverteilung bei Gittertemperatur mit separaten Ferminiveaus für Elektronen und Löcher. Eine derartige Annahme ist gerechtfertigt, weil letztere im Anschluss an ihre Erzeugung sehr schnell durch Streuung untereinander thermalisieren und über Phononenstreuung überschüssige Wärme an das Kristallgitter abgeben [18, 113]. Die Erzeugung neuer Ladungsträger $j = n_0/\tau$ richtet sich nach deren effektiver Lebensdauer τ . Hierdurch wird erreicht, dass sich im Gleichgewichtszustand und ohne stimulierte Emissionsprozesse die gewünschte freie Ladungsträgerdichte n_0 einstellt. Die effektive Lebensdauer setzt sich aus den Lebensdauern für spontane Lichtemission τ_s und Rekombination über Störstellen τ_t gemäß $\tau^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_t^{-1}$ zusammen. Die spontane Emission folgt der Kubo-Martin-Schwinger-Beziehung [114, 115]. Demnach ist deren spektrale Form durch die Multiplikation des linearen Absorptionsspektrums mit den jeweils geltenden Fermi-Dirac-Verteilungsfunktionen für Elektronen und Löcher gegeben. Die entsprechenden Ferminiveaus ergeben sich hierbei aus den Ladungsträgerdichten unter Anwendung der Näherung der effektiven Masse zur Beschreibung der Dispersion von Leitungs- und Valenzband. Eine Normierung stellt weiterhin sicher, dass die spektral integrierte spontane Photonenemission s_{int} der Beziehung $s_{int} = n_0/\tau_s$ genügt. Außerdem fließt nur 1% der derart emittierten Photonen in die Simulation ein, da sich von diesen nur ein sehr geringer Teil entlang des angeregten Bereichs ausbreitet. Verluste infolge schlechter Wellenleitung entlang des Strichs werden mit 100 cm^{-1} angenommen.

Als Referenzsystem für eine exemplarische Untersuchung dient ein GaAs-Quantenfilm (engl.: quantum well). Dessen Bandlückenenergie beträgt 1,42 eV bei einer Proben temperatur von 293 K, die effektiven Massen von Leitungs- und Valenzband sind $m_{cb} = 0,063 \cdot m_e$ beziehungsweise $m_{vb} = 0,52 \cdot m_e$ [82, 84]. Hierbei stellt m_e die Masse des freien Elektrons dar. Die charakteristischen Lebensdauern liegen bei $\tau_s = 1 \text{ ns}$ und $\tau_t = 3 \text{ ns}$. Dies sind recht niedrige Werte, welche einen großen Erzeugungsstrom j zur Folge haben. Somit erhöht sich die Stabilität des Referenzsystems gegenüber Ladungsträgerverarmung. Die simulierte Verarmung fällt daher weniger stark aus als dies bei einer qualitativ hochwertigen Probe unter üblichen experimentellen Bedingungen der Fall wäre. Die Gleichgewichtsladungsträgerdichte ist $n_0 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Reflexionen an der Facette finden aufgrund der bereits erwähnten leichten Neigung des Strichs keine Berücksichtigung. In Abbildung A.4 sind zwei repräsentative Verstärkungsspektren für Ladungsträgerdichten von $1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und $2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dargestellt. Deren spektrale Form zeigt alle typischen Eigenschaften eines Halbleiterquantenfilmsystems. Diese wären: Transparenz unterhalb der Bandlücke, ein gewisser, dichteabhängiger Bereich optischer

Verstärkung und ein starker Anstieg der Absorption für hohe Photonenenergien. Die genaue Form der Spektren stellt einen Spezialfall für das hier betrachtete Materialsystem dar. Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Ladungsträgerverarmung besitzen aber gleichwohl allgemeine Gültigkeit im qualitativen Sinne.

A.3. Ergebnisse

Zunächst wird die Ladungsträgerverarmung entlang eines Strichs bestimmter Länge untersucht. Hierzu zeigt Abbildung A.2 die entsprechenden Dichteprofile für Strichlängen l zwischen $25\ \mu\text{m}$ und $1000\ \mu\text{m}$. Diese sind um den Strichmittelpunkt zentriert und aus Gründen einer besseren Übersichtlichkeit ist ausschließlich der Bereich von $l = -150\ \mu\text{m}$ bis $l = +150\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die Verarmung ist symmetrisch zum Zentrum, da sie von der ASE hervorgerufen wird, welche sich in beide Richtungen gleichermaßen ausbreitet. Alle Profile besitzen ein Maximum n_{max} in der Mitte, die Minima n_{min} befinden sich an den beiden Rändern. Selbst für eine sehr kleine Strichlänge von $25\ \mu\text{m}$, was unterhalb üblicher experimenteller Bedingungen liegt, beträgt der Ladungsträgerdichtekontrast $n_{max}/n_{min} - 1$ zwischen diesen beiden Bereichen bereits 18 %. Dieser Wert erhöht sich mit steigender Länge, wie aus dem Einschub von Abbildung A.2 hervorgeht und erreicht ein Maximum von etwa 58 % bei $l \approx 80\ \mu\text{m}$. Für größere Strichlängen wird er wiederum kleiner und fällt auf ungefähr 20 % bei $l = 1000\ \mu\text{m}$. Für $l \rightarrow \infty$ pendelt sich die Ladungsträgerdichte an jeder Stelle entlang des Strichs auf den gleichen Wert ein. Bei einer hinreichend starken Anregung ist dies die Transparenzladungsträgerdichte, die eine optische Verstärkung von $g = 0$ bewirkt. Im Allgemeinen liegen die typischen Strichlängen zur Untersuchung einer Halbleiterprobe oberhalb von $100\ \mu\text{m}$, vor allem bei einer Anregung durch segmentierte elektrische Kontakte [32, 107, 116].

A.4. Diskussion

Da die optische Verstärkung von der Ladungsträgerdichte in einer hochgradig nichtlinearen Weise abhängt, ist deren räumliche Inhomogenität sogar noch deutlicher ausgeprägt. Abbildung A.3 zeigt die positions- und energieabhängige Verstärkung für Strichlängen zwischen $20\ \mu\text{m}$ und $200\ \mu\text{m}$ in Falschfarbendarstellung. Die Skala ist in zwei Bereiche unterteilt: Der erste zeigt Verstärkung in den Farben Blau und Violett, der zweite Absorption in Grün, Gelb und Rot. Der Transparenzpunkt ist in Weiß dargestellt. Für eine Strichlänge von $20\ \mu\text{m}$ stellt sich speziell bei niedrigen Energien eine räumlich homogene optische Verstärkung ein,

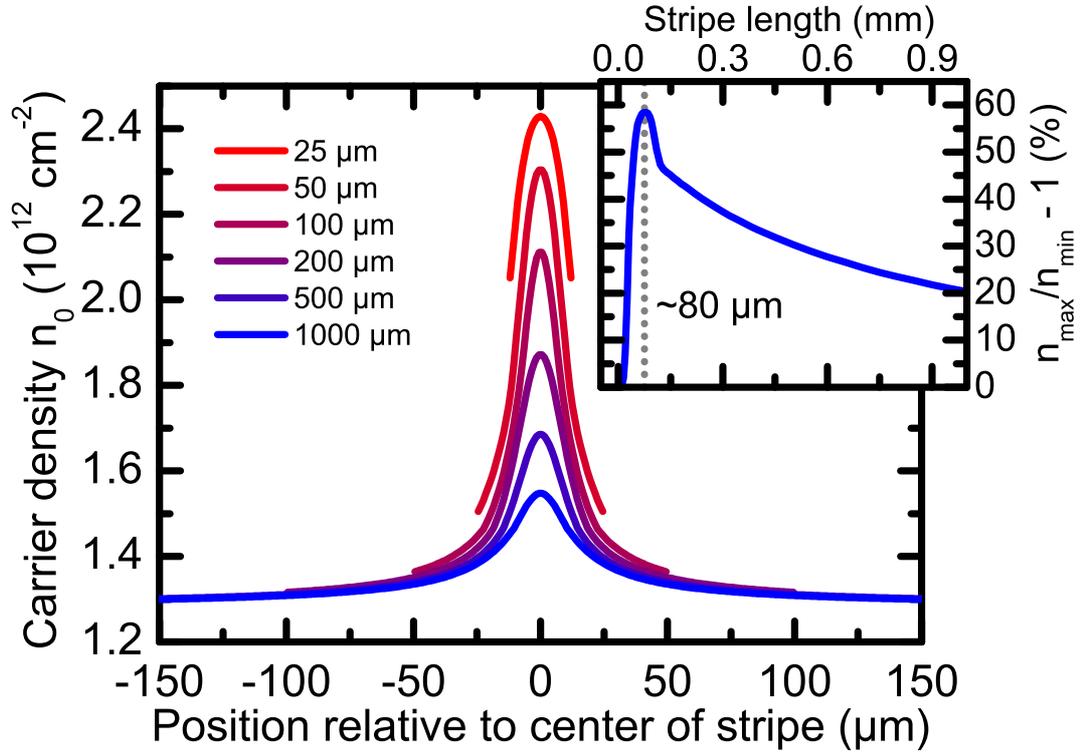


Abbildung A.2.: Zentrierte Ladungsträgerdichteprofile für verschiedene Strichlängen (entnommen aus [95]). Der Einschub zeigt die entsprechenden Kontraste zwischen maximaler und minimaler Dichte entlang von Strichen verschiedener Länge. Die Verteilung ist sehr inhomogen besonders für Strichlängen im Bereich von 80 μm .

erkennbar an konstanten Werten entlang der horizontalen Achse des dazugehörigen Diagramms. Zu den Rändern hin ergeben sich nur geringe Abweichungen. Weiterhin ist die Bandlücke bei einer Energie von 1,375 eV klar erkennbar. Unterhalb zeigt der weiße Bereich eine Transparenz des Materials für entsprechende Photonen an, oberhalb liegt eine große Verstärkung, dargestellt in Violett, vor. Ab einer Strichlänge von etwa 50 μm bewirkt die einsetzende Ladungsträgerverarmung bereits einen starken Abfall der optischen Verstärkung zu den Rändern hin. Dies gilt für sämtliche Photonenenergien. Bei 1,385 eV, wo das Verstärkungsmaximum liegt, beträgt der Abfall 65%. Die Strichlängen zur Untersuchung von Halbleiterproben liegen typischerweise im Bereich von 100 μm . Unterhalb ist das SNR zu niedrig, oberhalb gewinnen Inhomogenitäten in der Probenstruktur mehr und mehr an Bedeutung [32, 107, 117]. Wie aus Abbildung A.3 hervorgeht, ist hier die optische

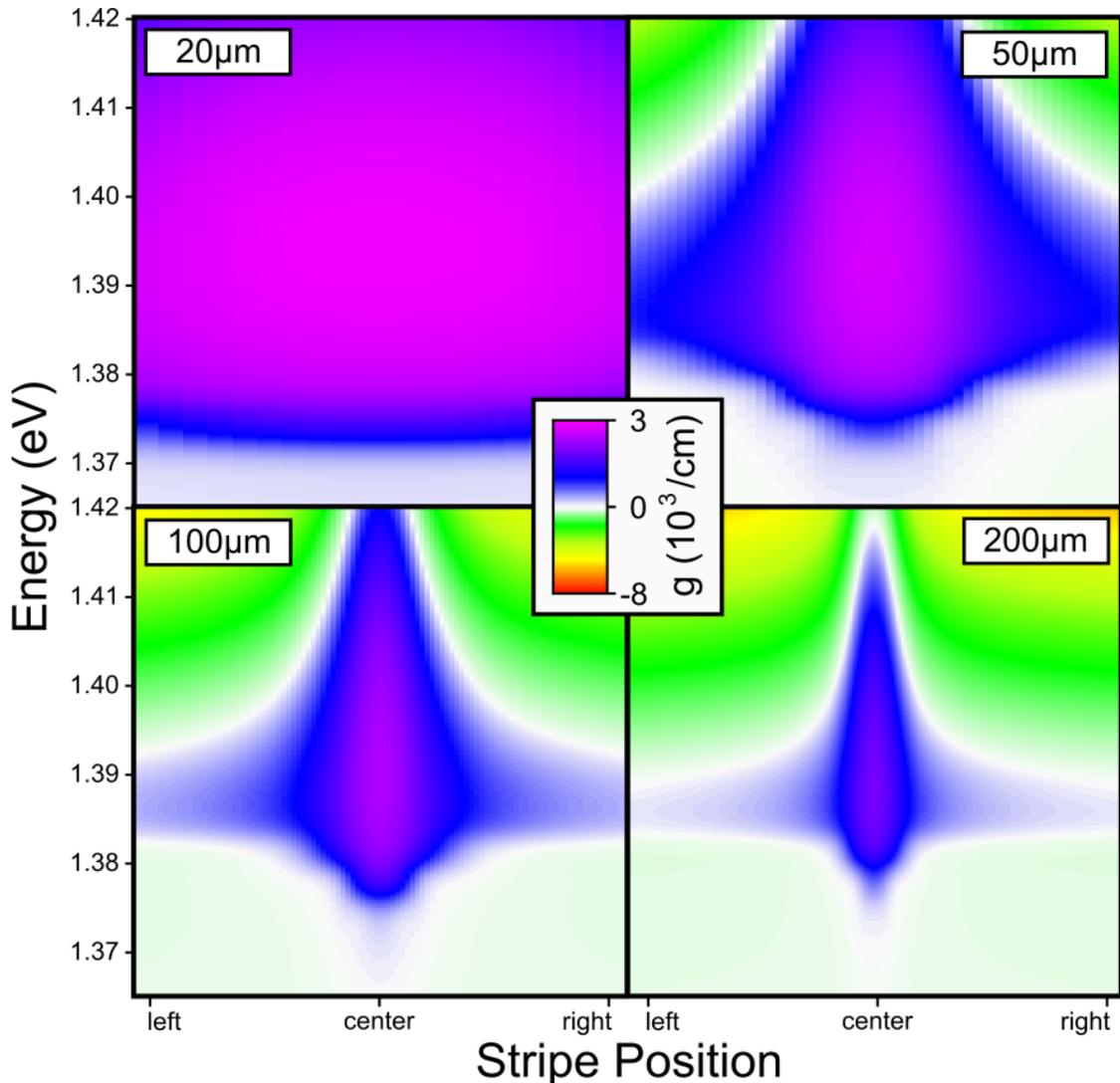


Abbildung A.3.: Positions- und energieabhängige optische Verstärkung für verschiedene Strichlängen (entnommen aus [95]). Der Bereich, in dem eine Verstärkung eintritt, wird mit steigender Strichlänge räumlich und spektral zunehmend enger.

Verstärkung für sämtliche Energien extrem positionsabhängig. So fällt deren Maximum von der Strichmitte zu den Rändern hin um 86% ab. Die entsprechende Ladungsträgerdichte sinkt dabei von $2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ auf $1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Um dieses Problem weiter zu veranschaulichen sind die dazugehörigen Verstärkungsspektren in Abbildung A.4 exemplarisch dargestellt. Aus diesen geht klar hervor, dass sich

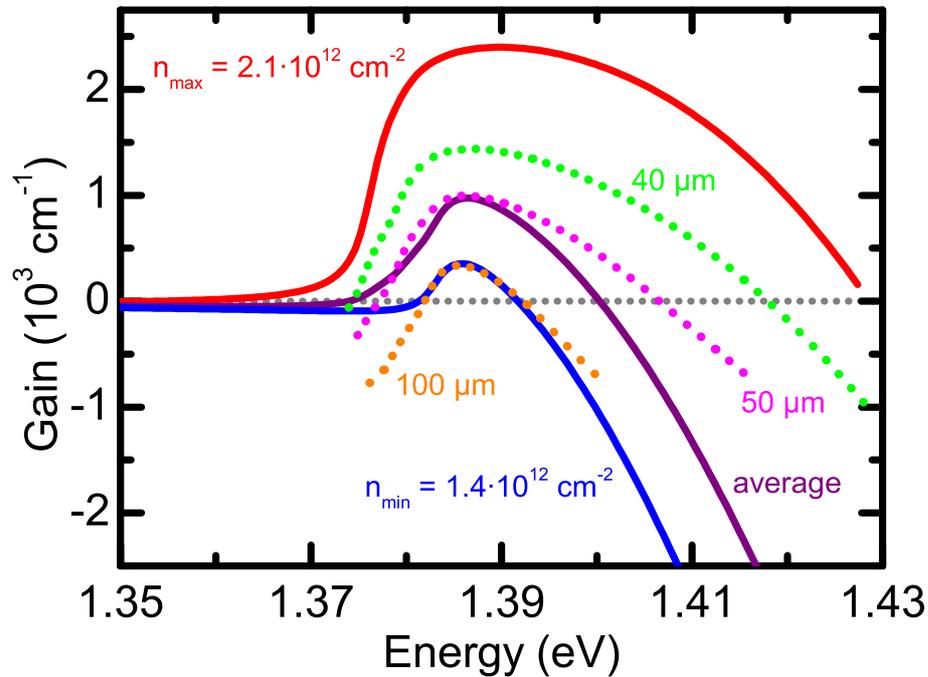


Abbildung A.4.: Verstärkungsspektren für die minimale (blaue durchgezogene Linie) und die maximale (rote durchgezogene Linie) Ladungsträgerdichte entlang eines Strichs von 100 μm Länge (entnommen aus [95]). Die gepunkteten Linien sind Verstärkungsspektren, welche so ausgewertet wurden, als würde es sich bei der simulierten Lichtemission um experimentelle Rohdaten handeln. Hier existiert eine starke Abhängigkeit von dem ausgewerteten Strichlängenbereich.

sowohl die Bandbreite als auch das Maximum der Verstärkung zwischen der Mitte und den Rändern des Strichs um mehr als den Faktor sechs unterscheiden. Dieser Trend setzt sich für größere Strichlängen fort. Für 200 μm ist die maximale optische Verstärkung an den Rändern um 94% kleiner als in der Mitte, bei 500 μm (nicht dargestellt) beträgt dieser Wert sogar 99,5%. Alles in allem zeigt dies die deutliche Inhomogenität der optischen Verstärkung sowie deren räumliche und spektrale Einengung für Strichlängen oberhalb von 20 μm .

Als nächstes wird auf den Einfluss der Ladungsträgerverarmung auf die Lichtemission der Probe näher eingegangen. Abbildung A.5 zeigt die ASE an der Probenfacette als Funktion der Strichlänge für verschiedene Photonenenergien. Ist deren Intensität klein, so stellt sich entlang des gesamten angeregten Bereichs eine

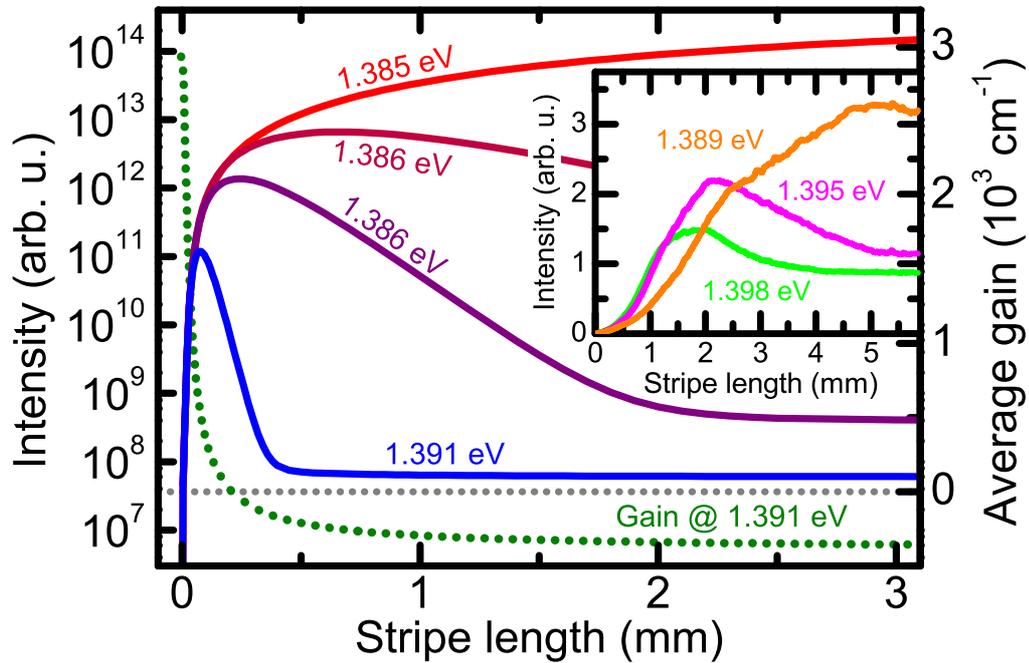


Abbildung A.5.: Lichtintensität an der Probenfacette für verschiedene Photonenenergien (durchgezogene Linien) und die räumlich gemittelte optische Verstärkung bei 1,391 eV (gepunktete Linie) als Funktion der Strichlänge (entnommen aus [95]). Der Einschub zeigt entsprechende experimentelle Ergebnisse eines GaAs-Quantenfilms.

sehr große Ladungsträgerdichte ein. Dies führt zu einer hohen spontanen Photonenemission sowie optischen Verstärkung und somit zu einem steilen Anstieg der ASE mit zunehmender Strichlänge. Wird letztere weiter erhöht, fällt die Ladungsträgerdichte an allen Stellen entlang des Strichs ab, wie aus Abbildung A.2 hervorgeht. Hierdurch verringern sich sowohl die spontane Photonenemission als auch die Verstärkung wie aus Abbildung A.3 ersichtlich. In der Folge verlangsamt sich der Anstieg der ASE. Für die höchste Photonenenergie von 1,391 eV erreicht sie ein Maximum bei 75 μm Strichlänge. Danach kann eine weitere Verlängerung des angeregten Bereichs die zunehmende Abnahme von spontaner Emission und Verstärkung nicht mehr ausgleichen und die ASE fällt deutlich. Zum Vergleich ist in Abbildung A.5 die entsprechende räumlich gemittelte optische Verstärkung dargestellt. Es ist allerdings zu beachten, dass der Verlauf der ASE einem sehr komplexen

Zusammenhang folgt, da zu dessen Berechnung die Beiträge aller Punkte entlang des gesamten Strichs aufintegriert werden müssen. Hierbei hängen die lokale optische Verstärkung sowie die spontane Photonenemission von der Gesamtlänge des Strichs, der Anregungsintensität und den jeweiligen Materialparametern ab, welche die Ladungsträgerverarmung beeinflussen. Somit kann die räumlich gemittelte optische Verstärkung nur als Richtschnur dienen, um den Verlauf der ASE zu interpretieren. Ein direkter Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen existiert nicht.

Ein vergleichbarer Effekt tritt für sämtliche weiteren spektralen Positionen ein, abgesehen von einer bei 1,385 eV. Hier ergibt sich ein exponentieller Anstieg der ASE gefolgt von einem annähernd linear zunehmenden Verlauf. Gleichzeitig zeigt die Probe bei einer steigenden Ladungsträgerdichte für diese Photonenenergie als erstes optische Verstärkung. Um dieses Verhalten zu erklären, muss man die zugrundeliegende Ladungsträgerdynamik betrachten. Mit zunehmender Strichlänge erhöht sich die Lichtintensität und immer mehr Ladungsträger werden bei stimulierten Emissionsprozessen verbraucht. Hierdurch verringert sich die optische Verstärkung über das gesamte Spektrum gemäß Abbildung A.3 und verbleibt schließlich nur noch in einem kleinen Energiebereich. Das entsprechende Lichtfeld erhält somit den größten Teil der Anregungsleistung unter Berücksichtigung möglicher Verlustmechanismen. Als Konsequenz daraus wird das ASE-Spektrum schmaler. Bei einer weiteren Erhöhung der Strichlänge um Δl muss das Ladungsträgerdichteprofil weiterhin symmetrisch um seinen Mittelpunkt sein. Somit kann ein solcher Vorgang auch als Anfügen zweier Bereiche der Länge $\Delta l/2$ an beiden Strichenden aufgefasst werden. In der Folge kommt es in diesen Bereichen zu einer nahezu vollständigen Umwandlung der freien Ladungsträger in Photonen aufgrund der dort vorherrschenden hohen Lichtintensitäten und den damit verbundenen stimulierten Emissionsprozessen. Dadurch steigt die ASE im weiteren Verlauf nahezu linear mit l an, bevor sie in eine Sättigung aufgrund von Wellenleitungsverlusten läuft. Die Situation ist ähnlich der eines Lasermediums, wo sich eine spektral schmale Verstärkung in der Nähe des Transparenzpunktes einstellt [118]. Allerdings ist das hier vorliegende Lichtfeld nur teilweise kohärent, da es auf vielen, zueinander inkohärenten spontanen Emissionsprozessen beruht und keine Rückkopplung durch einen Resonator erfährt.

Das oben beschriebene Verhalten wird auch experimentell beobachtet. Der Einschub von Abbildung A.5 zeigt Messdaten der strichlängenabhängigen Lichtemission von der Facette eines GaAs/(AlGa)As-Quantenfilms bei Raumtemperatur für drei verschiedene Photonenenergien. Der erwartete Abfall der ASE für große Strichlängen ist klar zu erkennen. Lediglich in einem schmalen spektralen Bereich steigt sie monoton an, bevor eine Sättigung einsetzt. Die entsprechenden Emissi-

onsspektren sind in Abbildung A.6 für Strichlängen zwischen 250 μm und 5 000 μm dargestellt. Der Einschub zeigt den Verlauf der FWHM. Wie in der Simulation bereits vorhergesagt, wird das Spektrum mit steigender Strichlänge schmaler.

Im Weiteren folgt eine Untersuchung der Konsequenzen von Ladungsträgerverarmung und spektral schmaler werdender optischer Verstärkung auf die Auswertungsergebnisse von Emissionsdaten. Dazu wird die simulierte ASE aus Abbildung A.5 mit Gleichung A.1 angepasst, analog zu der Auswertung experimenteller Messergebnisse. Die dabei betrachteten Strichlängenbereiche sind 0 μm bis 40 μm , 0 μm bis 50 μm und 0 μm bis 100 μm . In Abbildung A.4 finden sich die drei derart gewonnenen Verstärkungsspektren. Als Referenz sind ferner das minimale, das maximale und das räumlich gemittelte Verstärkungsspektrum entlang eines Strichs von 100 μm Länge dargestellt. Wie bereits diskutiert, ist die letzte Größe nur als Richtschnur bei der Interpretation der Ergebnisse zu sehen. Sie kann hilfreich sein, falls keine weiteren Annahmen über das zugrundeliegende Ladungsträgerdichte- und Verstärkungsprofil getroffen werden, welche wiederum stark von der Charakteristik des Probenmaterials abhängen. Eine reale physikalische Bedeutung kommt ihr indes nicht zu.

Die ausgewerteten Spektren zeigen eine deutliche Abhängigkeit ihres Verlaufs vom gewählten Strichlängenbereich, wobei größere Bereiche zu kleineren Werten führen. Der Grund hierfür liegt in der, bei steigenden Strichlängen im Allgemeinen sinkenden Ladungsträgerdichte entsprechend Abbildung A.2. Dies führt wie in Abbildung A.3 gezeigt zu einer Verringerung der optischen Verstärkung. Jede mögliche Auswertungsmethode benötigt mindestens zwei Datenpunkte bei unterschiedlichen Strichlängen zur Bestimmung der Ergebnisse [32, 107]. Daher ist jedes derart gewonnene Resultat ein Mittelwert aus mindestens zwei tatsächlichen Verstärkungsspektren bei unterschiedlichen Strichlängen. Je größer diese Längen sind, desto kleiner ist der Mittelwert, wobei die Stärke dieses Effekts von der verwendeten Auswertungsmethode abhängt.

Aus Gründen der Vollständigkeit sei an dieser Stelle noch ein weiterer Effekt erwähnt, der die Ergebnisse zusätzlich beeinflusst. Die Intensität der ASE ist gemäß Gleichung A.1 abhängig von der spezifischen spontanen Lichtemission $A(\lambda)$ an jedem Punkt entlang des angeregten Bereichs. Diese Größe ist experimentell nicht direkt zugänglich. Mit steigender Strichlänge lässt sich Gleichung A.1 besser an die Daten anpassen, wenn bei gleichzeitig niedrigerer Verstärkung ein höheres $A(\lambda)$ angenommen wird. Dies steht allerdings nicht mit den tatsächlichen Gegebenheiten innerhalb der Probe im Einklang, da gemäß Abbildung A.2 die Ladungsträgerdichte abnimmt und somit $A(\lambda)$ eigentlich fallen sollte. Dieses Problem kann aber durch eine Beschränkung der Auswertung auf kleine Strichlängenbereiche umgangen werden.

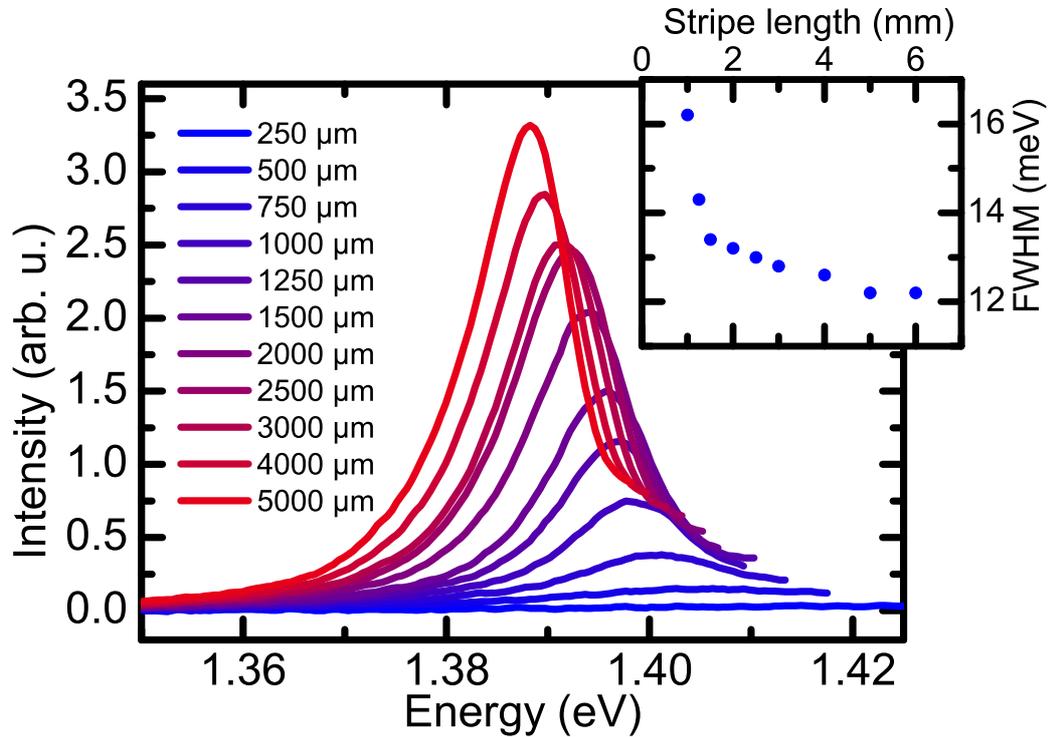


Abbildung A.6.: Gemessene Emissionsspektren einer GaAs-Quantenfilmprobe für verschiedene Strichlängen (entnommen aus [95]). Im Einschub ist der Verlauf der vollen Halbwertsbreite dargestellt. Die Spektren werden mit steigender Strichlänge deutlich schmaler.

Für niedrige Photonenenergien nehmen die ausgewerteten Verstärkungsspektren sogar negative Werte an, wenn große Strichlängenbereiche betrachtet werden. Die Methode liefert somit eine optische Absorption für Energien, wo die Probe eigentlich transparent ist. Allerdings muss man hierbei erwähnen, dass dieser spektrale Bereich aufgrund der geringen Lichtemission experimentell für gewöhnlich nicht zugänglich ist.

Wie aus Abbildung A.4 hervorgeht, zeigt lediglich das im Strichlängenbereich von 0 µm bis 50 µm ausgewertete Spektrum, eine gewisse Übereinstimmung mit dem räumlich gemittelten. Hierbei ist es nicht möglich, diesen optimalen Bereich festzulegen, ohne detaillierte Kenntnisse über die Eigenschaften der Probe zu besitzen. Da solche in aller Regel fehlen, ist es somit nahezu unmöglich, eine korrekte Wahl bezüglich dieses wichtigen Auswertungsparameters zu treffen. Weiterhin wird eine Auswertung von Messdaten bei derart kleinen Strichlängen durch das bereits

erwähnte, schlechte SNR erschwert, wenn nicht sogar verhindert. Selbst für den Fall, dass diese beiden Probleme überwunden werden können, gibt die räumlich gemittelte Verstärkung nach wie vor nur einen groben Einblick in die tatsächlichen Verhältnisse innerhalb der Probe, ohne eine wahre physikalische Bedeutung zu besitzen. Im Prinzip könnten die ladungsträgerdichte- und wellenlängenabhängigen Verstärkungsprofile durch einen Vergleich der Messergebnisse, mit denen einer entsprechenden Simulation anhand des hier vorgestellten Modells ermittelt werden. Hierzu müssten die unbekannt Parameter zum Beispiel unter Nutzung eines genetischen Algorithmus Schritt für Schritt angepasst werden, solange bis eine hinreichende Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation vorliegt [119, 120]. Dies setzt aber nichtsdestoweniger ein detailliertes Wissen über die Probeneigenschaften im Allgemeinen und den Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte und optischer Verstärkung im Speziellen voraus. Da die Methode der variablen Strichlänge typischerweise dafür Verwendung findet, erste Erkenntnisse über die optischen Eigenschaften neuartiger Materialien zu gewinnen, liegen derartige Kenntnisse in aller Regel nicht vor. Somit ist eine solche Datenauswertung für gewöhnlich nicht möglich.

Abschließend soll exemplarisch der Bereich von Gleichgewichtsladungsträgerdichten n_0 ermittelt werden, in dem die Ladungsträgerverarmung vernachlässigbar klein für typische experimentell verwendete Strichlängen ist. Wie aus den bereits gewonnenen Erkenntnissen hervorgeht, stellt dies eine zentrale Grundvoraussetzung für die Anwendbarkeit der Methode der variablen Strichlänge dar. Abbildung A.7 zeigt räumlich gemittelte Verstärkungsspektren entlang eines Strichs von 100 μm Länge für $n_0 = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ bis $n_0 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Die Minima und Maxima der dazugehörigen Dichteprofile entlang des Strichs n_{min} und n_{max} sind im Einschub dargestellt. Die gemittelte Verstärkung wächst monoton mit steigendem n_0 , bevor sie in eine Sättigung läuft. Eine signifikante Verarmung setzt oberhalb von $n_0 \approx 1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ein, wo n_{min} und n_{max} nicht mehr hinreichend mit n_0 übereinstimmen. Gemäß Abbildung A.2 sinkt die Dichte freier Ladungsträger entlang des angeregten Bereichs mit steigender Strichlänge. Somit gilt $n_{min} \approx n_{max} \approx n_0$ unterhalb dieser Grenze auch für alle Striche, die kürzer als 100 μm sind. Dies entspricht den Grundannahmen von Gleichung A.1, was eine entsprechende Auswertung der Emissionsdaten möglich macht. Unterhalb von $n_0 \approx 1,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ stellt sich keine optische Verstärkung ein. Da oberhalb von $n_0 \approx 1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ jedoch bereits eine signifikante Ladungsträgerverarmung einsetzt, ist eine Probenuntersuchung nach der Methode der variablen Strichlänge nur innerhalb dieser sehr engen Grenzen möglich. Wie bereits erwähnt, hängt deren genaue Lage stark vom untersuchten Materialsystem und der Strichlänge ab. Dies verlangt eine sehr sorgfältige Auswahl der genannten experimentellen Parameter, um Fehler in der Datenauswertung zu vermeiden.

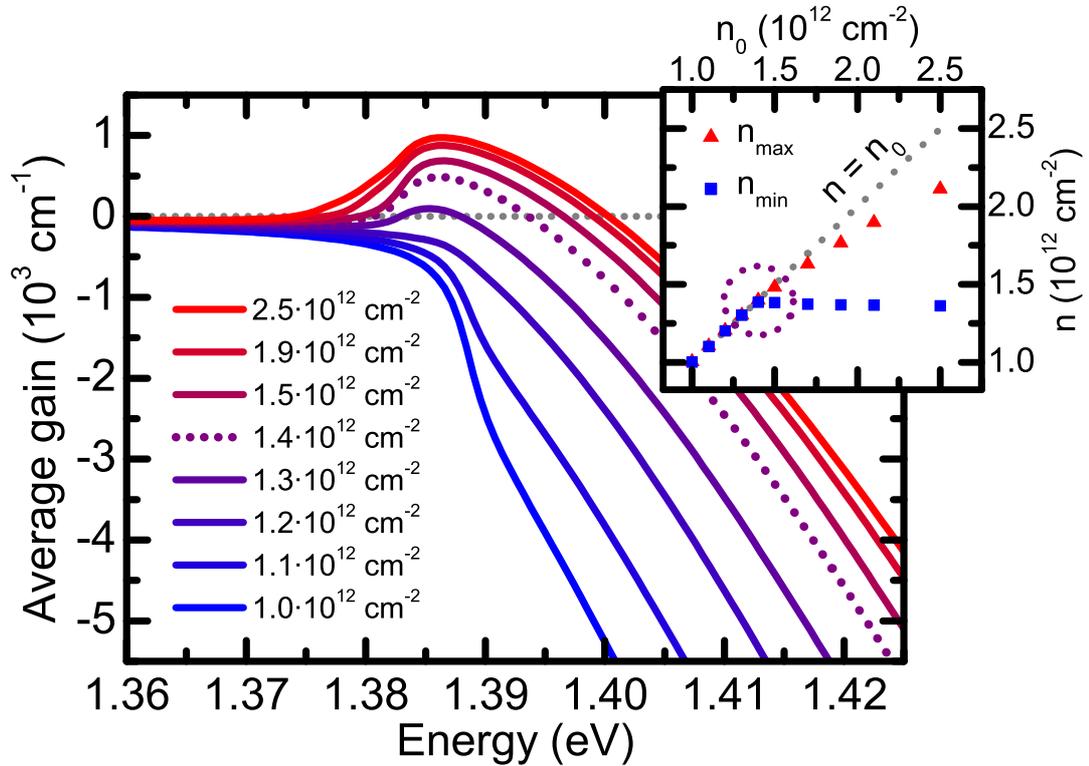


Abbildung A.7.: Räumlich gemittelte Verstärkungsspektren entlang eines Strichs von $100\mu\text{m}$ Länge für verschiedene Gleichgewichtsladungsträgerdichten (entnommen aus [95]). Im Einschub sind die Minima und Maxima der entsprechenden Ladungsträgerdichteprofile entlang des Strichs dargestellt. Oberhalb einer Dichte von $1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ stimmen diese beiden Werte nicht mehr hinreichend überein. Das entsprechende Verstärkungsspektrum ist gepunktet dargestellt. Es zeigt sich, dass nur ein sehr schmaler Bereich von Gleichgewichtsladungsträgerdichten für ein Strichlängenexperiment in Frage kommt.

A.5. Bewertung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Methode der variablen Strichlänge nur für sehr kurze Striche und in einem schmalen Bereich von Gleichgewichtsladungsträgerdichten angewendet werden kann. Die Grenzen dieser beiden Parameter hängen stark vom untersuchten Materialsystem ab und ihre genaue Festlegung ist experimentell nicht ohne Weiteres möglich. Nur mit einer genauen Kenntnis der Materialeigenschaften und unter Anwendung des hier vorgestellten Modells, können diesbezüglich zuverlässige Aussagen getroffen werden. Allerdings sind der-

artige Kenntnisse im Vorfeld einer Messung in aller Regel nicht vorhanden. Außerhalb der erwähnten Parametergrenzen macht eine signifikante Ladungsträgerverarmung, die besonders stark an den Rändern des angeregten Bereichs auftritt, eine verlässliche Datenauswertung nach Gleichung A.1 unmöglich. Die anhand der Simulation gewonnenen Erkenntnisse werden durch Messergebnisse an einer GaAs/(AlGa)As-Quantenfilmprobe untermauert. Somit lässt sich folgern, dass die Methode der variablen Strichlänge nicht dafür geeignet ist, quantitative optische Verstärkungsspektren zuverlässig zu messen. Vielmehr sollte sie nur qualitativ angewendet werden, um Erkenntnisse darüber zu gewinnen, ob eine bestimmte Probenstruktur unter gegebenen Anregungsbedingungen grundsätzlich Verstärkung zeigt oder nicht. Selbst dann ist große Vorsicht geboten, um eine Missinterpretation der gewonnenen Daten zu vermeiden. Sämtliche weiterführenden Untersuchungen mit dem Ziel optische Verstärkung auf Eigenschaften von oder Prozesse in speziellen Materialsystemen zurückzuführen, sollten demnach auf verlässlicheren Verfahren basieren. Hier wären die Transmissionsspektroskopie sowie die Methode von Hakki und Paoli zu nennen [121–124]. Beide sind sehr gut etabliert und liefern verlässliche quantitative Ergebnisse.

Abkürzungsverzeichnis

AM	Air Mass
ASE	Amplified Spontaneous Emission
BAC	Band Anticrossing Model
CCD	Charge Coupled Device
Cp₂Mg	Biscyclopentadienylmagnesium
CPU	Central Processing Unit
DC	Distributed Computing
DETe	Diethyltellurium
EEG	Erneuerbare-Energien-Gesetz
EQE	External Quantum Efficiency
FF	Fill Factor
FLOPS	Floating-point Operations per Second
FWHM	Full Width at Half Maximum
GPGPU	General-Purpose Computing on Graphics Processing Units
GPU	Graphics Processing Unit
IQE	Internal Quantum Efficiency
LAN	Local Area Network
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LBIC	Light Beam Induced Current
LED	Light-Emitting Diode
MOVPE	Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy
MPP	Maximum Power Point
Nd:YLF	Neodym:Yttrium-Lithium-Fluorid
PC	Personal Computer
PL	Photoluminescence
PV	Photovoltaik
SETI@home	Search for Extraterrestrial Intelligence at home
SIMS	Secondary Ion Mass Spectrometry
SNR	Signal-to-Noise Ratio
SRIV	Spatially Resolved I-V characteristics
SRPS	Spatially Resolved Photocurrent Spectroscopy
TBA	Tertiarybutylarsine

TBP	T ertiary b utyl p hosphine
TCP/IP	T ransmission C ontrol P rotocol/ I nternet P rotocol
Ti:Sa	T itan: S aphir
TMGa	T rimethyl g allium
TMIIn	T rimethyl i ndium
TRPL	T ime- R esolved P hotoluminescence
UDMHy	U nsymmetric D imethyl h ydrazine

Literaturverzeichnis

- [1] I. Galiana and C. Green. An Analysis of a Technology-led Climate Policy as a Response to Climate Change. *Copenhagen Consensus Center*, 2009.
- [2] S. Wissel, S. Rath-Nagel, M. Blesl, U. Fahl, and A. Voß. Stromerzeugungskosten im Vergleich. *Universität Stuttgart - Institut für Energiewirtschaft und Rationelle Energieanwendung*, 2008.
- [3] C. Kost and T. Schlegel. Studie Stromgestehungskosten erneuerbare Energien. *Fraunhofer-Institut für solare Energiesysteme ISE*, 2010.
- [4] P. Würfel. *Physik der Solarzellen*. Spektrum-Verlag, 2000.
- [5] A. Goetzberger and V. U. Hoffmann. *Photovoltaic Solar Energy Generation*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2005.
- [6] L. Fraas and L. Partain. *Solar Cells and Their Applications*. John Wiley & Sons, 2010.
- [7] J. Nelson. *The Physics of Solar Cells*. Imperial College Press, 2003.
- [8] M. Grundmann. *The Physics of Semiconductors - An Introduction including Nanophysics and Applications*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2010.
- [9] R. Enderlein and N. J. M. Horing. *Fundamentals of Semiconductor Physics and Devices*. World Scientific Publishing, 1996.
- [10] S. Dimitrijević. *Principles of Semiconductor Devices*. Oxford University Press, 2006.
- [11] P. Y. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
- [12] J. F. Geisz and D. J. Friedman. III-N-V semiconductors for solar photovoltaic applications. *Semicond. Sci. Technol.*, 17:769–777, 2002.

- [13] M. B. Chen, R. Q. Cui, Z. W. Zhang, J. F. Lu, L. X. Wang, W. Y. Chi, X. B. Xiang, and X. B. Liao. Field-aided collection in GaInP₂ top solar cells. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 80(3):265–272, 2003.
- [14] J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, S. R. Kurtz, and B. M. Keyes. Photocurrent of 1 eV GaInNAs lattice-matched to GaAs. *J. Cryst. Growth*, 195(1-4):401–408, 1998.
- [15] D. J. Friedman, J. F. Geisz, S. R. Kurtz, and J. M. Olson. 1-eV solar cells with GaInNAs active layer. *J. Cryst. Growth*, 195(1-4):409–415, 1998.
- [16] J.-P. Colinge and C. A. Colinge. *Physics of semiconductor devices*. Kluwer Academic Publishers, 2003.
- [17] W. R. Runyan and T. J. Shaffner. *Semiconductor measurements and instrumentation*. McGraw - Hill, 1998.
- [18] N. Balkan, editor. *Hot Electrons in Semiconductors - Physics and Devices*. Oxford University Press, 1998.
- [19] M. Yamaguchi, T. Takamoto, and K. Araki. Super high-efficiency multi-junction and concentrator solar cells. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 90(18-19):3068–3077, 2006.
- [20] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 5/1 - Quantenmechanik - Grundlagen*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2009.
- [21] S. Kurtz. High-Efficiency Photovoltaic Technology. In *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (CD), paper CLM1*, 2010.
- [22] W. Shan, W. Walukiewicz, J. W. Ager III, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, and S. R. Kurtz. Band Anticrossing in GaInNAs Alloys. *Phys. Rev. Lett.*, 82(6):1221–1224, 1999.
- [23] W. Shan, K. M. Yu, W. Walukiewicz, J. Wu, J. W. Ager III, and E. E. Haller. Band anticrossing in dilute nitrides. *J. Phys. Condens. Matter*, 16(31):S3355–S3372, 2004.
- [24] C. Skierbiszewski, P. Berlin, P. Wisniewski, T. Suski, W. Walukiewicz, W. Shan, J. W. Ager, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, and S. R. Kurtz. Effect of Nitrogen-Induced Modification of the Conduction Band Structure on Electron Transport in GaAsN Alloys. *Phys. Stat. Sol. B*, 216(1):135–139, 1999.

- [25] M. Schwalm, C. Lange, W. W. Rühle, W. Stolz, K. Volz, and S. Chatterjee. Characterization of Solar Cells with High Spatial Resolution. In *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (CD), paper CPDA3*, 2010.
- [26] M. Schwalm, C. Lange, W. W. Rühle, W. Stolz, K. Volz, and S. Chatterjee. Solar Cell Characterization with High Spatial Resolution. In *Optical Nanostructures for Photovoltaics, OSA Technical Digest (CD), paper PWE4*, 2010.
- [27] M. Schwalm, C. Lange, W. W. Rühle, W. Stolz, K. Volz, and S. Chatterjee. Characterization of solar cells by photocurrent spectroscopy and current-voltage characteristics with high spatial resolution. *Opt. Express*, 18(6): 6277–6287, 2010.
- [28] M. Rinio, H. J. Möller, and M. Werner. LBIC Investigations of the Lifetime Degradation by Extended Defects in Multicrystalline Solar Silicon. *Solid State Phenomena*, 63-64:115–122, 1998.
- [29] A. Kaminski, O. Breitenstein, J. P. Boyeaux, P. Rakotoniaina, and A. Laugier. Light beam induced current and infrared thermography studies of multicrystalline silicon solar cells. *J. Phys. Condens. Matter*, 16(2):S9–S18, 2004.
- [30] P. Horowitz and W. Hill. *The art of electronics*. Cambridge University Press, 1989.
- [31] M. Johnson. *Photodetection and Measurement - maximizing performance in optical systems*. McGraw - Hill, 2003.
- [32] M. Schwalm. Ein neues Verfahren zur Messung optischer Verstärkung nach der Strichlängenmethode. Master's thesis, Philipps - Universität Marburg, 2007.
- [33] M. Leuschner. *Ortsaufgelöste Spektroskopie an Halbleiterstrukturen*. PhD thesis, Philipps - Universität Marburg, 2003.
- [34] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Verlag, 2001.
- [35] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2006.
- [36] W. Raith. *Bergmann Schaefer - Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2: Elektromagnetismus*. Walter de Gruyter, 2006.

- [37] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2006.
- [38] P. A. Tipler and G. Mosca. *Physics - For Scientists and Engineers - With Modern Physics*. W. H. Freeman and Company - New York, 2008.
- [39] Martin Hanke-Bourgeois. *Grundlagen der Numerischen Mathematik und des Wissenschaftlichen Rechnens*. Vieweg + Teubner, 2009.
- [40] Berthold Schuppar. *Elementare Numerische Mathematik - Eine problemorientierte Einführung für Lehrer und Studierende*. Vieweg + Teubner, 1998.
- [41] K. Hantke. *Einfluß von Stickstoff auf die Photolumineszenz von metastabilen III-V-Nitriden*. PhD thesis, Philipps - Universität Marburg, 2005.
- [42] M. S. Shur and P. Maki, editors. *Advanced High Speed Devices - Selected Topics in Electronics and Systems - Vol. 51*. World Scientific Publishing, 2010.
- [43] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 2006.
- [44] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3 - Elektrodynamik*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
- [45] J. Crank. *The Mathematics of Diffusion*. Oxford University Press, 1975.
- [46] A. Fick. Ueber Diffusion. *Ann. Phys.*, 170(1):59–86, 1855.
- [47] H. Mehrer. *Diffusion in Solids - Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
- [48] N. W. Ashcroft and D. N. Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2007.
- [49] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2006.
- [50] A. Einstein. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. *Ann. Phys.*, 322(8):549–560, 1905.
- [51] M. Smoluchowski. Zur kinetischen Theorie der brownischen Molekularbewegung und der Suspensionen. *Ann. Phys.*, 326(14):756–780, 1906.
- [52] J. C. Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 155:459–512, 1865.

- [53] A. Beer. Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. *Ann. Phys. Chem.*, 86:78–88, 1852.
- [54] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2005.
- [55] H. Haug. *Statistische Physik - Gleichgewichtstheorie und Kinetik*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2006.
- [56] C. Kittel and H. Krömer. *Thermodynamik*. Oldenbourg Verlag, 2001.
- [57] C. H. Bamford and C. F. H. Tipper. *Modern methods in kinetics*. Elsevier Scientific Publishing, 1983.
- [58] J. R. Lakowicz, editor. *Topics in Flourescence Spectroscopy*. Plenum Press - New York, 1994.
- [59] J. F. Rabek, editor. *Progress in photochemistry and photophysics, Volume VI*. CRC Press, 1992.
- [60] E. Hairer, S. P. Nørsett, and G. Wanner. *Solving Ordinary Differential Equations I - Nonstiff Problems*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2008.
- [61] M. Hermann. *Numerik gewöhnlicher Differentialgleichungen - Anfangs- und Randwertprobleme*. Oldenbourg Verlag, 2004.
- [62] H. Attiya and J. Welch. *Distributed Computing - Fundamentals, Simulations, and Advanced Topics*. Wiley-IEEE, 2004.
- [63] A. D. Kshemkalyani and M. Singhal. *Distributed Computing - Principles, Algorithms, and Systems*. Camebridge University Press, 2008.
- [64] University of California - Berkeley. Seti@home. Internet, <http://setiathome.ssl.berkeley.edu>, 2010.
- [65] A. S. Tanenbaum. *Computer Networks*. Prentice Hall, 2003.
- [66] H. Gumm and M. Sommer. *Einführung in die Informatik*. Oldenbourg Verlag, 2006.
- [67] K. Hantke, J. D. Heber, S. Chatterjee, P. J. Klar, K. Volz, W. Stolz, and W. W. Rühle. Carrier relaxation dynamics in annealed and hydrogenated (GaIn)(NAs)/GaAs quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 87(25):252111, 2005.

- [68] Z. Sun, Z. Y. Xu, X. D. Yang, B. Q. Sun, Y. Ji, S. Y. Zhang, H. Q. Ni, and Z. C. Niu. Nonradiative recombination effect on photoluminescence decay dynamics in GaInNAs/GaAs quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 88(1):011912, 2006.
- [69] M. Lundstrom. *Fundamentals of carrier transport*. Cambridge University Press, 2000.
- [70] Labsphere. *A Guide to Integrating Sphere Theory and Applications*. 2011.
- [71] Z. Fan, F. Qiu, A. Kaufman, and S. Yoakum-Stover. GPU Cluster for High Performance Computing. In *SC '04 Proceedings of the 2004 ACM/IEEE conference on Supercomputing*, 2004.
- [72] General Purpose Computing on Graphics Processing Units (GPGPU). Internet, <http://gpgpu.org>, 2011.
- [73] M. A. Herman, W. Richter, and H. Sitter. *Epitaxy - Physical Principles and Technical Implementation*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2004.
- [74] V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg. *Epitaxy of Nanostructures*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2004.
- [75] K. Volz, J. Koch, F. Höhnsdorf, B. Kunert, and W. Stolz. MOVPE growth of dilute nitride III/V semiconductors using all liquid metalorganic precursors. *J. Cryst. Growth*, 311(8):2418–2426, 2009.
- [76] K. Volz, D. Lackner, I. Németh, B. Kunert, W. Stolz, C. Baur, F. Dimroth, and A. W. Bett. Optimization of annealing conditions of (GaIn)(NAs) for solar cell applications. *J. Cryst. Growth*, 310(7-9):2222–2228, 2008.
- [77] K. Volz, W. Stolz, J. Teubert, P. J. Klar, W. Heimbrodt, F. Dimroth, C. Baur, and A. W. Bett. Doping, Electrical Properties and Solar Cell Application of GaInNAs. In A. Erol, editor, *Dilute III/V Nitride Semiconductors and Material Systems*, pages 369–404. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2008.
- [78] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.*, 89(11):5815–5875, 2001.
- [79] I. Vurgaftman and J. R. Meyer. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 94(6):3675–3696, 2003.

-
- [80] O. Madelung, M. Schulz, and H. Weiss, editors. *Landolt-Börnstein - Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Group III: *Crystal and Solid State Physics*, Volume 17: *Semiconductors*, Subvolume a: *Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 1982.
- [81] O. Madelung, U. Rössler, and M. Schulz, editors. *Landolt-Börnstein - Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Group III: *Condensed Matter*, Volume 41: *Semiconductors*, Subvolume A1b: *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and other Properties*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2002.
- [82] M. R. Brozel and G. E. Stillman, editors. *Properties of Gallium Arsenide*. Inspec, 1996.
- [83] S. Adachi, editor. *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*. Inspec, 1993.
- [84] Ioffe Physico-Technical Institute. New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties. Internet, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/>, 2009.
- [85] C. Skierbiszewski. Experimental studies of the conduction-band structure of GaInNAs alloys. *Semicond. Sci. Technol.*, 17:803–814, 2002.
- [86] Z. Pan, L. H. Li, Y. W. Lin, B. Q. Sun, D. S. Jiang, and W. K. Ge. Conduction band offset and electron effective mass in GaInNAs/GaAs quantum well structures with low nitrogen concentration. *Appl. Phys. Lett.*, 78(15): 2217–2219, 2001.
- [87] P. F. Moulton. Spectroscopy and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1):125–133, 1986.
- [88] H. Frowein. Titan-Saphir Laser - Grundlagen und Anwendungen des wichtigsten KurzpulsLasersystems. *Optik & Photonik*, 1:48–53, 2007.
- [89] R. Eccelston, B. F. Feuerbacher, J. Kuhl, W. W. Rühle, and K. Ploog. Density-dependent exciton radiative lifetimes in GaAs quantum wells. *Rap. Comm.*, 45(19):11403–11406, 1992.
- [90] C. F. Klingshirn. *Semiconductor Optics*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
- [91] S. R. Kurtz, A. A. Allermann, E. D. Jones, J. M. Gee, J. J. Banas, and B. E. Hammons. InGaAsN solar cells with 1.0 eV band gap, lattice matched to GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 74(5):729–731, 1999.

- [92] A. J. Ptak, D. J. Friedman, S. Kurtz, and R. C. Reedy. Low-acceptor-concentration GaInNAs grown by molecular-beam epitaxy for high-current p-i-n solar cell applications. *J. Appl. Phys.*, 98(9):094501, 2005.
- [93] A. J. Ptak, R. France, C. S. Jiang, and M. J. Romero. Improved performance of GaInNAs solar cells grown by molecular-beam epitaxy using increased growth rate instead of surfactants. *J. Cryst. Growth*, 311(7):1876–1880, 2009.
- [94] S. R. Kurtz, A. A. Allerman, C. H. Seager, R. M. Sieg, and E. D. Jones. Minority carrier diffusion, defects, and localization in InGaAsN, with 2% nitrogen. *Appl. Phys. Lett.*, 77(3):400–402, 2000.
- [95] C. Lange, M. Schwalm, B. Metzger, and S. Chatterjee. Carrier-depletion in the stripe-length method: Consequences for gain measurement. *J. Appl. Phys.*, 108(10):103119, 2010.
- [96] K. L. Shaklee and R. F. Leheny. Direct determination of optical gain in semiconductor crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 18(11):475–477, 1971.
- [97] J. M. Hvam. Direct recording of optical-gain spectra from ZnO. *J. Appl. Phys.*, 49:3124–3126, 1978.
- [98] L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzò, and F. Priolo. Optical gain in silicon nanocrystals. *Nature (London)*, 408:440, 2000.
- [99] G. Heliotis, D. D. C. Bradley, G. A. Turnbull, and I. D. W. Samuel. Light amplification and gain in polyfluorene waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 81(3):415–417, 2002.
- [100] J. Butty, Peyghambarian, Y. H. Kao, and J. D. Mackenzie. Room temperature optical gain in sol-gel derived CdS quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 69(21):3224–3226, 1996.
- [101] K. Luterová, K. Dohnalová, V. Švrček, I. Pelant, J. P. Likforman, O. Crégut, P. Gilliot, and B. Hönerlage. Optical gain in porous silicon grains embedded in sol-gel derived SiO₂ matrix under femtosecond excitation. *Appl. Phys. Lett.*, 84(17):3280–3282, 2004.
- [102] D. S. Sizov, R. Bhat, J. Napierala, J. Xi, D. E. Allen, C. S. Gallinat, and C. Zah. Lasing and optical gain around 500 nm from optically pumped lasers grown on c-plane GaN substrates. *Opt. Lett.*, 34(3):328–330, 2009.

-
- [103] A. Costela, O. Garcíá, L. Cerdán, I. Garcíá-Moreno, and R. Sastre. Amplified spontaneous emission and optical gain measurements from pyrromethene 567 - doped polymer waveguides and quasi-waveguides. *Opt. Express*, 16(10):7023–7036, 2008.
- [104] S. Borck, S. Chatterjee, B. Kunert, K. Volz, W. Stolz, J. Heber, W. W. Rühle, N. C. Gerhardt, and M. R. Hofmann. Lasing in optically pumped Ga(NAsP)/GaP heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 89(3):031102, 2006.
- [105] W. Demtröder. *Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
- [106] W. Zinth. *Physik III - Optik, Quantenphänomene und Aufbau der Atome*. Oldenbourg Verlag, 1998.
- [107] C. Lange, M. Schwalm, S. Chatterjee, W. W. Rühle, N. C. Gerhardt, S. R. Johnson, J.-B. Wang, and Y.-H. Zhang. The variable stripe-length method revisited: Improved analysis. *Appl. Phys. Lett.*, 91(19):191107, 2007.
- [108] L. Dal Negro, P. Bettotti, M. Cazzanelli, D. Pacifici, and L. Pavesi. Applicability conditions and experimental analysis of the variable stripe length method for gain measurements. *Opt. Commun.*, 229:337–348, 2004.
- [109] J. Valenta, I. Pelant, and J. Linnros. Waveguiding effects in the measurement of optical gain in a layer of Si nanocrystals. *Appl. Phys. Lett.*, 81(8):1396–1398, 2002.
- [110] H. Haug and S. W. Koch. *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors*. World Scientific Publishing, 2004.
- [111] T. Meier, P. Thomas, and S. W. Koch. *Coherent Semiconductor Optics - From Basic Concepts to Nanostructure Applications*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 2007.
- [112] W. W. Chow and S. W. Koch. *Semiconductor-Laser Fundamentals - Physics of the Gain Materials*. Springer-Verlag - Berlin, Heidelberg, New York, 1999.
- [113] C. Lange, N. S. Köster, S. Chatterjee, H. Sigg, D. Chrastina, G. Isella, H. von Känel, B. Kunert, and W. Stolz. Comparison of ultrafast carrier thermalization in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ and Ge quantum wells. *Phys. Rev. B*, 81(4):045320, 2010.
- [114] R. Kubo. Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 12:570–586, 1957.

- [115] P. C. Martin and J. Schwinger. Theory of Many-Particle Systems. I. *Phys. Rev.*, 115(6):1342–1373, 1959.
- [116] G. M. Lewis, P. M. Smowton, J. D. Thomson, H. D. Summers, and P. Blood. Measurement of true spontaneous emission spectra from the facet of diode laser structures. *Appl. Phys. Lett.*, 80(1):1–3, 2002.
- [117] S. Horst, S. Chatterjee, K. Hantke, P. J. Klar, I. Nemeth, W. Stolz, K. Volz, C. Bückers, A. Thränhardt, S. W. Koch, W. W. Rühle, S. R. Johnson, J.-B. Wang, and Y.-H. Zhang. Hole confinement in quantum islands in Ga(AsSb)/GaAs/(AlGa)As heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 92(16):161101, 2008.
- [118] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.
- [119] I. Gerdes, F. Klawonn, and R. Kruse. *Evolutionäre Algorithmen - Genetische Algorithmen, Strategien und Optimierungsverfahren, Beispielanwendungen*. Vieweg, 2004.
- [120] M. Mitchell. *An introduction to genetic algorithms*. MIT Press, 1998.
- [121] C. Lange, S. Chatterjee, C. Schlichenmaier, A. Thränhardt, S. W. Koch, W. W. Rühle, J. Hader, J. V. Moloney, G. Khitrova, and H. M. Gibbs. Transient gain spectroscopy of (GaIn)As quantum wells: Experiment and microscopic analysis. *Appl. Phys. Lett.*, 90(25):251102, 2007.
- [122] C. Lange. *Halbleiter nanostrukturen auf Silizium: Ladungsträgerdynamik, optischer Verstärker und Laser*. PhD thesis, Philipps - Universität Marburg, 2008.
- [123] B. W. Hakki and T. L. Paoli. cw degradation at 300° K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. electronic gain. *J. Appl. Phys.*, 44(9):4113–4119, 1973.
- [124] B. W. Hakki and T. L. Paoli. Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers. *J. Appl. Phys.*, 46(3):1299–1306, 1975.

Veröffentlichungen

The variable stripe-length method revisited: Improved analysis

C. Lange, M. Schwalm, S. Chatterjee, W. W. Rühle, N. C. Gerhardt, S. R. Johnson, J.-B. Wang, and Y.-H. Zhang

Appl. Phys. Lett., 91(19): 191107, 2007

Time-Resolved Photoluminescence Study of Mesoporous ZnO Nanostructures

M. Schwalm, S. Horst, A. Chernikov, W. W. Rühle, S. Lautenschläger, P. J. Klar, B. K. Meyer, T. Waitz, M. Tiemann, and S. Chatterjee

Phys. Stat. Sol., 6(2): 542, 2008

Hole confinement in quantum islands in Ga(AsSb)/GaAs/(AlGa)As heterostructures

S. Horst, S. Chatterjee, K. Hantke, P.J. Klar, C. Lange, I. Németh, M. Schwalm, W. Stolz, K. Volz, C. Bückers, A. Thränhardt, S. W. Koch, W. W. Rühle, S. Johnson, J. Wang, and Y.-H. Zhang

Proc. SPIE, 7214: 72141A, 2009

Characterization of solar cells by photocurrent spectroscopy and current-voltage characteristics with high spatial resolution

M. Schwalm, C. Lange, W. W. Rühle, W. Stolz, K. Volz, and S. Chatterjee

Opt. Express, 18(6): 6277, 2010

Characterization of Solar Cells with High Spatial Resolution

M. Schwalm, C. Lange, W. W. Rühle, W. Stolz, K. Volz, and S. Chatterjee

In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (CD), paper CPDA3, 2010

Solar Cell Characterization with High Spatial Resolution

M. Schwalm, C. Lange, W. W. Rühle, W. Stolz, K. Volz, and S. Chatterjee

In *Optical Nanostructures for Photovoltaics*, OSA Technical Digest (CD), paper PWE4, 2010

Carrier-depletion in the stripe-length method: Consequences for gain measurement

C. Lange, M. Schwalm, B. Metzger, and S. Chatterjee

J. Appl. Phys., 108(10): 103119, 2010

Wissenschaftlicher Werdegang

Michael Eberhard Schwalm,
geboren am 8. Dezember 1982 in Schwalmstadt-Ziegenhain

- 2002 Abitur an der Melanchthon-Schule Willingshausen-Steinatal
- 2002 - 2006 Studium der Physik an der Philipps-Universität Marburg
- 2006 - 2007 Diplomarbeit an der Philipps-Universität Marburg -
AG Experimentelle Halbleiterphysik, Prof. Dr. W. W. Rühle
Titel: Ein neues Verfahren zur Messung optischer Verstärkung
nach der Strichlängenmethode
- seit 2007 Doktorarbeit an der Philipps-Universität Marburg -
AG Experimentelle Halbleiterphysik, Prof. Dr. W. W. Rühle
Thema: Entwicklung neuer Verfahren zur räumlich
hochauflösenden Charakterisierung von Solarzellen

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich in den letzten Monaten und Jahren bei meinem Studium und während meiner Zeit als Diplomand und Doktorand unterstützt haben.

Für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe Experimentelle Halbleiterphysik, sowie die gute Betreuung und die vielen hilfreichen Diskussionen danke ich Prof. Dr. Wolfgang W. Rühle.

Ein weiterer besonderer Dank gilt meinem Betreuer PD Dr. Sangam Chatterjee, der mich jederzeit bei allen Fragen physikalischer und technischer Natur kompetent beraten und mich immer wieder auf neue Ideen gebracht hat.

Auch die übrigen Mitglieder der Arbeitsgruppe haben mir immer mit Rat und Tat zur Seite gestanden und durch ihre Freundlichkeit ein Arbeitsklima geschaffen, in dem ich mich jederzeit sehr wohl und gut aufgehoben gefühlt habe. Ohne jeden einzeln aufzählen zu können, möchte ich mich bei allen ganz herzlich dafür bedanken, besonders auch bei Christoph Lange, Niko Köster, Alexej Chernikov, Swantje Horst und Björn Metzger für die gute und intensive Zusammenarbeit.

Rüdiger Rink, Hermann Günther und die Werkstatt standen mir bei mechanischen Problemen aller Art jederzeit hilfreich und kompetent zur Verfügung und haben damit sehr zum Gelingen des Versuchsaufbaus beigetragen, vielen Dank dafür.

Ein weiteres Dankeschön geht an Matthias Born, Carsten Schindler und die restlichen Mitglieder der Elektronikwerkstatt für ihre kompetente Hilfe bei allen technischen Problemen.

Unserer Sekretärin Anne Ehlers gebührt ebenfalls mein herzlicher Dank, für die gute Verwaltung und die vielen Male die sie mich im Auto den Berg zum Renthof mit hochgenommen hat.

Ganz besonders möchte ich auch meiner Familie und meiner Freundin für ihre stetige Hilfe und Unterstützung während meines gesamten Studiums und meiner Zeit als Doktorand danken, ohne die alles sehr viel schwerer gewesen wäre.

