

Analyse neuartiger Silizium- und III-V-Solarzellen mittels Simulation und Experiment

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
des Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

an der Universität Konstanz,
Fachbereich für Physik,

vorgelegt von Martin Hermle,

durchgeführt am
Fraunhofer Institut für Solare Energiesysteme, Freiburg,

Tag der mündlichen Prüfung: 27.11.2008

1. Referent: Prof. Dr. Gerhard Willeke

2. Referentin: Prof. Dr. Elke Scheer

„If our black and nervous civilization,
based on coal, shall be followed
by a quieter civilization
based on the utilization of solar energy,
that will not be harmful to the progress
and to human happiness.“

Giacomo Ciamician, "The Photochemistry of the Future"

Science, 1912, **36**, 385

Inhaltsverzeichnis:

1	EINLEITUNG	9
2	GRUNDLAGEN DER PHYSIK DER SOLARZELLE.....	11
2.1	SOLARTHERMISCHE ENERGIEKONVERSION	11
2.2	BESETZUNGSWAHRSCHEINLICHKEIT UND LADUNGSTRÄGERDICHTEN	14
2.3	TRANSPORT VON ELEKTRONEN UND LÖCHERN	17
2.4	GENERATION UND REKOMBINATION	17
2.4.1	<i>Strahlende Rekombination</i>	18
2.4.2	<i>Auger-Rekombination</i>	19
2.4.3	<i>Störstellenrekombination</i>	19
2.4.4	<i>Oberflächenrekombination</i>	20
2.5	TRENNUNG VON ELEKTRONEN UND LÖCHERN – DER PN-ÜBERGANG	20
2.6	UNTERSCHIEDE ZWISCHEN III-V- & SILIZIUM-SOLARZELLEN	26
3	GRUNDLAGEN UND ANWENDUNGSBEISPIELE DER SOLARZELLENSIMULATION	31
3.1	DAS ZWEIDIODENMODELL	31
3.2	NUMERISCHE MODELLIERUNG VON SOLARZELLEN	32
3.3	OPTISCHE MODELLIERUNG	35
3.3.1	<i>Matrixmethode zur Modellierung optisch dünner Schichten</i>	35
3.3.2	<i>Strahlverfolgung zur Modellierung optisch dicker Schichten</i>	38
3.4	ELEKTRISCHE HALBLEITERMODELLIERUNG	40
3.4.1	<i>Elektrische Halbleitermodellierung mit SDevice</i>	40
3.4.2	<i>Optische Kopplung in Mehrschichtsystemen</i>	42
3.5	ELEKTRISCHE NETZWERKMODELLIERUNG	46
3.6	DIE SIMULATIONSUMGEBUNG <i>PVOBJECTS</i>	48

4	ANALYSE DER PHYSIKALISCHEN EIGENSCHAFTEN VERSCHIEDENER RÜCKSEITENKONTAKTIERUNGEN	51
4.1	MOTIVATION.....	51
4.2	UNTERSUCHTE ZELLSTRUKTUREN UND ZELLERGEBNISSE	52
4.2.1	<i>Untersuchte Zellstrukturen.....</i>	<i>52</i>
4.2.2	<i>Experimentelle Ergebnisse der untersuchten Zellstrukturen.....</i>	<i>53</i>
4.3	ANALYSE DER OPTISCHEN EIGENSCHAFTEN.....	60
4.3.1	<i>Bestimmung der internen Reflexion an der Rückseite</i>	<i>60</i>
4.3.2	<i>Einfluss der Absorption an freien Ladungsträgern</i>	<i>64</i>
4.4	ANALYSE DER ELEKTRISCHEN EIGENSCHAFTEN.....	66
4.4.1	<i>Beschränkung bei der Beschreibung der Rückseite mit einem S_{eff}.....</i>	<i>66</i>
4.4.2	<i>Bestimmung von S_{eff} der Zellrückseite anhand elektrischer Modellierung mit PC1D.....</i>	<i>68</i>
4.4.3	<i>Auswertung von L_{eff} und S_{eff} anhand der analytischen IQE-Analyse</i>	<i>71</i>
4.4.4	<i>Fehlerabschätzung bei der Analyse der IQE.....</i>	<i>73</i>
4.5	VERLUSTANALYSE UND VERGLEICH DER KONZEPTE HINSICHTLICH DÜNNER SOLARZELLEN.....	75
4.6	ZUSAMMENFASSUNG.....	78
5	ANALYSE UND OPTIMIERUNG VON RÜCKSEITENKONTAKTIERTEN SOLARZELLEN	81
5.1	BESCHREIBUNG DER UNTERSUCHTEN RSK-SOLARZELLE	82
5.2	ANALYSE DER ELEKTRISCHEN EIGENSCHAFTEN DER VORDERSEITE	84
5.2.1	<i>Einsammelwahrscheinlichkeit und Reziprozitätstheorem.....</i>	<i>85</i>
5.2.2	<i>Vergleich der analytisch und numerisch berechneten IQE.....</i>	<i>90</i>
5.2.3	<i>Einfluss der Basisdotierung und der ORG der Vorderseite auf die Kurzschlussstromdichte</i>	<i>92</i>
5.2.4	<i>Vergleich mit experimentellen Solarzellenergebnissen</i>	<i>94</i>
5.3	ANALYSE DER ELEKTRISCHEN EIGENSCHAFTEN DER RÜCKSEITE.....	99
5.3.1	<i>Untersuchung des Basisbereiches der Rückseite</i>	<i>101</i>
5.3.2	<i>Optimierung des BSF-Profiles</i>	<i>107</i>
5.4	EINFLUSS DER METALLISIERUNG UND DER BUSSE AUF DEN ZELLWIRKUNGSGRAD.....	109
5.4.1	<i>Bestimmung des Serienwiderstandsverlustes bei RSK-Solarzellen</i>	<i>109</i>
5.4.2	<i>Einfluss der Busse bei Einsonnensolarzellen.....</i>	<i>114</i>
5.4.3	<i>Einfluss der Busgeometrie bei Konzentratoren RSK-Solarzellen.....</i>	<i>119</i>

5.5	OPTIMALE ZELLSTRUKTUR EINER INDUSTRIELL UMSETZBAREN RÜCKSEITENKONTAKTIERTEN SILIZIUMSOLARZELLE	126
5.6	ZUSAMMENFASSUNG	128
6	ELEKTRISCHE MODELLIERUNG VON TUNNELDIODEN	131
6.1	MOTIVATION.....	131
6.2	TUNNELMECHANISMEN IN HOCHDOTIERTEN PN-ÜBERGÄNGEN	133
6.3	ANALYSE VERSCHIEDENER NUMERISCHER TUNNELMODELLE.....	136
6.3.1	<i>Lokale Tunnelmodelle</i>	136
6.3.2	<i>Nicht lokale Tunnelmodelle</i>	137
6.3.3	<i>Vergleich der verschiedenen Band-zu-Band Tunnelmodelle</i>	138
6.4	KALIBRIERUNG DER REALEN GAAS-TUNNELDIODEN TD 1713.....	141
6.4.1	<i>Einfluss der Dotierprofile und der Dotierkonzentration</i>	143
6.4.2	<i>Einfluss eines zusätzlichen Serienwiderstandes</i>	144
6.4.3	<i>Berücksichtigung von störstellenunterstütztem Tunneln</i>	145
6.4.4	<i>Einfluss der Diffusionsbarrieren</i>	146
6.5	SIMULATION EINER TANDEMSOLARZELLE INKLUSIVE TUNNELDIODE.....	147
6.5.1	<i>Simulation der IV-Kennlinie</i>	148
6.5.2	<i>Simulation der Quanteneffizienz</i>	150
6.5.3	<i>Anwendung des Simulationsmodells zur Stromanpassung</i>	153
6.6	ZUSAMMENFASSUNG	155
7	OPTIMIERUNG VON III-V-WELTRAUMSOLARZELLEN	157
7.1	DEGRADATION IM WELTRAUM	157
7.2	OPTIMIERUNG DER MITTELZELLE	158
7.2.1	<i>Verwendetes Simulationsmodell</i>	160
7.2.2	<i>Reduzierung der Zelldicke und Verwendung eines Halbleiterspiegels</i>	162
7.2.3	<i>Optimierung der Basisdotierung sowie Dicke und Dotierung des Emitters</i>	164
7.2.4	<i>Implementierung eines Dotiergradienten</i>	167
7.2.5	<i>Optimiertes Mittelzelldesign</i>	168
7.3	SENSIBILITÄTSANALYSE DER OPTIMIERTEN STRUKTUR	172
7.4	ZUSAMMENFASSUNG	175
8	ZUSAMMENFASSUNG	177

LITERATURVERZEICHNIS.....	181
VERÖFFENTLICHUNGEN.....	191
DANKSAGUNG.....	199

1 Einleitung

Die Photovoltaik-Branche erlebt seit einigen Jahren einen sehr starken Aufschwung. Die durchschnittliche Wachstumsrate der letzten Jahre von über 35% [1] übersteigt das gesamtwirtschaftliche Wachstum um ein Vielfaches. Damit photovoltaisch erzeugter Strom einen substantziellen Beitrag von über 20% zur Stromversorgung beitragen kann, muss dieses Wachstum in den nächsten 10 Jahren beibehalten werden [2]. Dazu ist eine Reduzierung der Kosten pro kW_{peak} ¹ zwingend erforderlich. Dies kann zum einen durch Verwendung von dünnerem und günstigerem Ausgangsmaterial erreicht werden, zum anderen lässt sich durch neue Konzepte der Wirkungsgrad von Solarzellen steigern. Neue Konzepte sind jedoch meist sehr komplex und weisen viele Prozessschritte auf. Eine rein experimentelle Optimierung solcher Konzepte ist nicht nur sehr zeitaufwendig, sondern auch mit hohen Kosten verbunden. Die numerische Modellierung bietet hierbei den entscheidenden Schlüssel zur Reduzierung dieser Kosten und zur Verringerung der sogenannten „Time to market“, da sie die Anzahl der notwendigen experimentellen Versuche drastisch verringern kann. Somit ist die numerische Modellierung für das weitere schnelle Wachstum der Photovoltaik-Branche ein entscheidender Faktor.

In dieser Arbeit wurden mit Hilfe analytischer und numerischer Modellierung verschiedener Solarzellenstrukturen analysiert und optimiert. Dabei wurden Solarzellen aus Silizium (KAPITEL 4 & 5) und aus III-V-Verbindungshalbleitern (KAPITEL 6 & 7) untersucht.

Die Arbeit gliedert sich dabei in folgende Abschnitte:

KAPITEL 2 stellt die für die späteren Kapitel notwendigen Grundlagen der Physik der Solarzelle vor. Insbesondere wird auf den Transport von Elektronen und Löchern im Halbleiter und die prinzipiellen Unterschiede zwischen den in dieser Arbeit untersuchten Solarzellen aus Silizium und III-V-Verbindungshalbleitern eingegangen.

KAPITEL 3 widmet sich den für diese Arbeit notwendigen Grundlagen der Solarzellensimulation. Dazu werden die einzelnen Teilaspekte der Modellierung, sowie

¹ Einheit der Leistung, die eine Solarzelle bei Normbedingungen liefert.

die dazu verwendeten Programme vorgestellt und anhand von Anwendungsbeispielen erläutert.

In KAPITEL 4 werden die optischen und elektrischen Eigenschaften der Rückseite verschiedener, beidseitig kontaktierter Solarzellen verglichen und analysiert. Dazu werden die Quanteneffizienz und die Reflexion mit verschiedenen Methoden analysiert und die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit sowie die interne Reflexion der verschiedenen Rückseiten quantifiziert. Mit den gewonnenen Ergebnissen werden die Wirkungsgradverluste aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der verschiedenen Zellen bestimmt und Extrapolationen zu dünneren Zellen hin vorgenommen.

KAPITEL 5 beinhaltet die Analyse und Optimierung von rückseitenkontaktierte Silizium-Solarzellen. Dazu werden zuerst die Eigenschaften eines „Front-Surface Fields“ analytisch und numerisch untersucht. Bei der Analyse der Rückseite wird besonders auf den Effekt der elektrischen Abschattung durch den passivierten Basisbereich und des „Back-Surface Fields“ eingegangen. Der Einfluss der Metallisierung auf den Füllfaktor wird mit Hilfe von Netzwerksimulationen untersucht und deren Ergebnisse mit einfachen Modellen quantitativ verglichen. Die Untersuchung des Einflusses der Busse bei Einsonnensolarzellen und Konzentratorsolarzellen bildet den Schluss dieses Kapitels.

In KAPITEL 6 wird die elektrische Modellierung von III-V-Esaki-Tunneldioden beschrieben. Dazu werden zunächst die verschiedenen Tunnelmechanismen in hochdotierten pn -Übergängen eingeführt. Anschließend werden verschiedene numerische Tunnelmodelle vorgestellt und auf deren Eignung zur Beschreibung von Esaki-Tunneldioden hin untersucht. Mit einem kalibrierten Tunneldiodenmodell wird abschließend die Simulation einer kompletten Tandemsolarzelle präsentiert.

KAPITEL 7 widmet sich zum Schluss der Entwicklung einer strahlungsstabilen Dreifachsolarzelle für die Weltraumanwendung. Da durch die Elektronen- und Protonenbestrahlung im Weltraum die GaAs-Mittelzelle am meisten degradiert, wurde ein vereinfachtes Solarzellenmodell einer optisch gefilterten Mittelzelle verwendet, welches eine schnelle Analyse und Optimierung der Mittelzelle ermöglicht. Zum Abschluss wird die optimierte Struktur einer Sensibilitätsanalyse unterzogen, um deren Reproduzierbarkeit im industriellen Maßstab zu untersuchen.

KAPITEL 8 fasst schließlich die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

2 Grundlagen der Physik der Solarzelle

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen der Umwandlung von Sonnenenergie in elektrische Energie mit Hilfe eines pn-Überganges dargelegt. Dazu werden die für die Arbeit notwendigen Grundlagen des Transports und der Generation und Rekombination von Ladungsträgern in Halbleitern eingeführt. Zum Schluss des Kapitels wird auf die grundsätzlichen Unterschiede zwischen den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Solarzellen aus Silizium und III-V-Verbindungshalbleitern eingegangen.

2.1 Solarthermische Energiekonversion

Solarzellen wandeln Sonnenenergie, die in Form von elektromagnetischer Strahlung zur Erde kommt, in entropiefreie, elektrische Energie um. Der Wirkungsgrad der Umwandlung von Wärme in elektrische Energie mit einer Wärmekraftmaschine ist durch den Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik begrenzt [3]. Demnach müssen Solarzellen, die als eine Art Wärmekraftmaschine arbeiten, diesen Prinzipien folgen. Das Arbeitsgas von Solarzellen sind die durch Absorption von Photonen erzeugten Elektronen und Löcher. Zur Bestimmung des maximalen Wirkungsgrades einer Solarzelle definieren wir folgende idealisierte Annahmen:

1. Rekombination von Elektron-Loch Paaren findet nur strahlend statt.
2. Es findet nur monochromatische Absorption und Emission mit der Energie E_G statt, d. h. es kommt nicht zu Thermalisierungs- und Transmissionsverlusten.
3. Maximale Konzentration, d.h. die Solarzelle sieht nur die Sonne.

Werden keine Elektronen und Löcher aus der Solarzelle entnommen, folgt aus der ersten Annahmen, dass die emittierte ($dj_{\gamma,emit}$) und absorbierte ($dj_{\gamma,abs}$) Photonendichte in einem Energieintervall $d\hbar\omega$ gleich sein müssen. Unter Verwendung des verallgemeinerten Planck Gesetzes [4] ergibt sich daher:

$$dj_{\gamma,emit} = \frac{\Omega_{emit}}{4\pi^3 c^2} \frac{E_G d\hbar\omega}{\exp\left(\frac{E_G - (\eta_e + \eta_h)}{kT_0}\right) - 1} = \frac{\Omega_{abs}}{4\pi^3 c^2} \frac{E_G d\hbar\omega}{\exp\left(\frac{E_G}{kT_S}\right) - 1} = dj_{\gamma,abs}, \quad (2.1)$$

wobei T_0 die Umgebungstemperatur ist, und T_S die Temperatur der Sonne bezeichnet. Aus Annahme 3 folgt, dass $\Omega_{\text{emit}} = \Omega_{\text{abs}}$. Damit ergibt sich die chemische Energie pro Elektron-Loch Paar zu:

$$\eta_{eh} = \eta_e + \eta_h = E_G \left(1 - \frac{T_0}{T_S} \right) \quad (2.2)$$

Der Wirkungsgrad der Umwandlung von Wärmestrahlung in chemische Energie ist somit:

$$\eta = \frac{\eta_e + \eta_h}{E_G} = \left(1 - \frac{T_0}{T_S} \right) \quad (2.3)$$

Dies entspricht dem Carnot-Wirkungsgrad, der den höchsten Wirkungsgrad zur Umwandlung von Wärme in eine entropiefreie Energieform darstellt. Der Carnot-Wirkungsgrad stellt jedoch keinen praktikablen Wirkungsgrad dar, da in diesem Prozess keine Energie entnommen wird, dies entspricht auch der Annahme dass der Solarzelle keine Elektronen und Löcher entnommen werden. Streng genommen ist daher der Carnot-Prozess gar kein Prozess, sondern stellt eine Gleichgewichtssituation dar. Um Energie zu gewinnen, müssen dem Halbleiter Elektron-Loch Paare mitsamt ihrer chemischen Energie entnommen werden. Bei der Entnahme von Elektron-Loch Paaren aus dem Halbleiter, gilt für deren Stromdichte (dj_{eh}) folgender Zusammenhang:

$$dj_{eh} = dj_{\gamma,abs} - dj_{\gamma,emit} \quad (2.4)$$

Für jedes Energieintervall $d\hbar\omega$ ergibt sich somit eine Kennlinie für die Entnahme von Elektronen und Löcher als Funktion ihre chemischen Energie $\eta_e + \eta_h$ (siehe linke Seite von Abbildung 2.1). Die chemischen Energie der Elektron-Loch Paare $\eta_e + \eta_h$ entspricht dabei der chemischen Energie μ_γ des emittierten Photons. An einem Punkt der Kennlinie ist das Produkt aus Stromdichte (dj_{eh}) und chemischer Energie $\eta_e + \eta_h$ der Elektron-Loch Paare maximal, und dem Halbleiter kann an diesem Punkt die meiste Energie entnommen werden. Für jede Photonenenergie ergibt sich damit ein maximaler Wirkungsgrad für die Umwandlung von Wärme in chemische Energie im monochromatischen Betrieb, welcher auf der rechten Seite in Abbildung 2.1 aufgetragen ist. Deutlich zu erkennen ist, dass der Wirkungsgrad im monochromatischen Betrieb (d.h. keine Thermalisierungs- und Transmissionsverluste) für unkonzentrierte Sonneneinstrahlung ($\Omega_{\text{abs}} = 6.8 \cdot 10^{-5}$) deutlich geringer ist, als für maximale Konzentration ($\Omega_{\text{abs}} = \Omega_{\text{emit}} = \pi$). Diese Differenz ist nur durch zusätzliche Entropieerzeugung zu erklären. Die durch Photonen aus einem kleinen Raumwinkel erzeugten Elektron-Loch Paare werden durch Impulsrelaxation so verteilt, dass die bei der Rekombination erzeugten Photonen in den gesamten Halbraum abgestrahlt werden. Die dabei erzeugte Entropie wird dann mit der chemischen Energie $\mu_{\gamma,emit}$ als Lumineszenzstrahlung abgeführt.

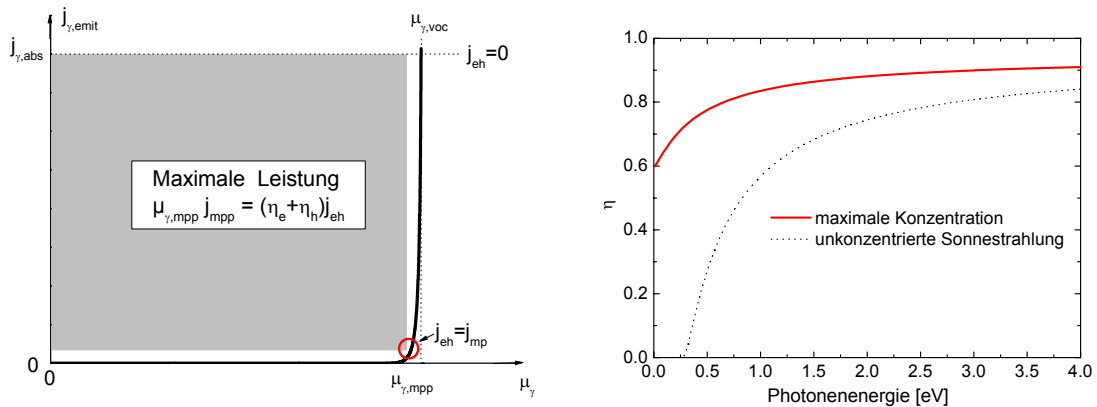


Abbildung 2.1: Kennlinie für die Entnahme von Elektronen und Löcher als Funktion ihrer chemischen Energie $\eta_e + \eta_h$ (linke Seite) sowie den dazugehörigen Wirkungsgraden für die Entnahme chemischer Energie aus einem Halbleiter im monochromatischen Betrieb für maximale Konzentration ($\Omega_{abs} = \Omega_{emit} = \pi$) und unkonzentrierte Sonnenstrahlung ($\Omega_{abs} = 6.8 \cdot 10^{-5}$) als Funktion der Photonenenergie (rechte Seite).

Um das gesamte Sonnenspektrum monochromatisch verarbeiten zu können, muss für jedes Energieintervall ein eigener Halbleiter verwendet werden. Der Gesamtwirkungsgrad von einem System unendlich vieler Halbleitern lässt sich ermitteln, indem man die Wirkungsgrade aus Abbildung 2.1 mit dem Sonnenspektrum² wichtet. Für unkonzentrierte Sonneneinstrahlung ($\Omega_{abs} = 6.8 \cdot 10^{-5}$) ergibt sich dann ein Wirkungsgrad von 67%, für maximale Konzentration ($\Omega_{abs} = \Omega_{emit} = \pi$) ergibt sich ein Wirkungsgrad von 86% [5]. Dies zeigt, dass der maximale Wirkungsgrad der Umwandlung von Sonnenenergie in elektrische Energie sehr hoch ist, und dass die Sonnenenergie aufgrund der hohen Temperatur der Sonne eine sehr hochwertige Energie ist.

Realisierte Solarzellen erreichen aber bis heute deutlich geringere Wirkungsgrade [6]:

Höchste erreichte Wirkungsgrade für unkonzentrierte Sonneneinstrahlung:

- Silizium Einfachsolarzelle: 24.7% (AM1.5g)
- GaInP/GaAs/Ge Dreifachsolarzelle: 32.0% (AM1.5g)

Höchster erreichter Wirkungsgrad für konzentrierte Sonneneinstrahlung:

- GaInP/GaInAs/Ge Dreifachsolarzelle bei 240 Sonnen³: 40.7% (AM1.5d)

Um den Unterschied zwischen maximal theoretischem Wirkungsgrad und im Labor erreichbarem Wirkungsgrad aufzuzeigen, wird im Folgenden auf die theoretischen Grundlagen der Halbleiterphysik und auf die Grundlagen der Trennung und des Transports der Elektron-Loch Paare in Solarzellen eingegangen.

² Für die Berechnung des Wirkungsgrades wurde ein Schwarzkörperspektrum mit einer Temperatur von 5800 K verwendet.

³ Die Einheit Sonnen bezieht sich auf die Konzentration bzgl. der Standard Test Condition (STC). Eine Sonne entspricht bei STC 1000W/m², 240 Sonnen sind dementsprechend 240 kW/m².

2.2 Besetzungswahrscheinlichkeit und Ladungsträgerdichten

Die elektronischen Energiezustände in kristallinen Festkörpern werden durch das Bändermodell beschrieben. Das energetisch höchste Band, das bei $T=0$ Kelvin vollständig besetzt ist nennt man Valenzband. Das energetisch darüberliegende, unbesetzte oder teilweise besetzte Band, nennt man Leitungsband. Die Dichte der Elektronen im Leitungsband dn_e mit der Energie E im Energieintervall dE ergibt sich aus der Zustandsdichte $D(E)$ und der Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E)$ zu:

$$dn_e(E) = D(E)f(E)dE. \quad (2.5)$$

Die Zustandsdichte eines Halbleiters ist dadurch charakterisiert, dass für einen Energiebereich E_G , die sogenannte Bandlücke, keine erlaubten Zustände vorhanden sind. Da Elektronen Fermionen sind, ist ihre Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E)$ durch die Fermi-Verteilung gegeben:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}. \quad (2.6)$$

Hierbei ist k die Boltzmann Konstante, T die Temperatur des Halbleiters und E_F die Fermi-Energie, bei deren Energie die Besetzungswahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$ beträgt. Die Fermi-Energie einer Elektronenverteilung entspricht dem elektrochemischen Potential η_e , welches sich aus dem chemischen Potential μ_e und der elektrischen Energie $-e\phi$ folgendermaßen zusammensetzt: (siehe auch Abbildung 2.2)

$$E_F = \eta_e = \mu_e - e\phi \quad (2.7)$$

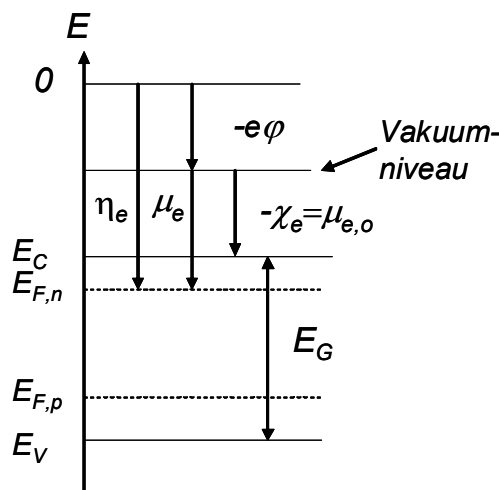


Abbildung 2.2: Energieschema eines Halbleiters mit allen in der Arbeit wichtigen Parametern.

Die Integration von Gleichung (2.5) über alle Energien im Leitungsband ergibt die Dichte der freien Elektronen im Leitungsband. Für den Fall, dass E_F mehr als $2kT$

unterhalb der Leitungsbandkante liegt, ergibt sich unter Verwendung der Boltzmann-Näherung:

$$n_e = N_C \exp\left[\frac{E_C - E_F}{kT}\right], \quad (2.8)$$

mit der effektiven Zustandsdichte des Leitungsbandes N_C und der Energie der Unterkante des Leitungsbandes E_C . Für den Fall das E_F weniger als $2kT$ unterhalb der Leitungsbandkante liegt, oder sogar darüber spricht man von einem entarteten Halbleiter. Liegt E_F mehr als $5kT$ oberhalb der Leitungsbandkante, kann das Fermiintegral in der Integration von Gleichung (2.5) wiederum durch eine Näherung ersetzt werden, und es ergibt sich die Dichte der freien Elektronen im Leitungsband zu:

$$n_e = N_C \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right)^{3/2} \quad (2.9)$$

Eine Entartung des Halbleiters lässt sich durch hohe Dotierung des Halbleiters erreichen, und ist vor allem bei der Herstellung von Tunneldioden notwendig (siehe Kapitel 6).

Für die Solarzellen an sich, werden jedoch nur nicht entartete Halbleiter verwendet. Unter Verwendung von Gleichung (2.8) und (2.7) lässt sich das elektrochemische Potential der Elektronen nun folgendermaßen darstellen:

$$\eta_e = kT \ln\left(\frac{n_e}{N_C}\right) + E_C. \quad (2.10)$$

Die Leitungsbandkante E_C setzt sich wiederum aus der Elektronenaffinität, welche eine materialspezifische Größe ist, und dem elektrischen Potential zusammen. Teilt man nun das chemische Potential μ_e der Elektronen in einen materialspezifischen konzentrationsunabhängigen Anteil $\mu_{e,0}$, welcher nur von der chemischen Umgebung der Elektronen abhängt und der Elektronenaffinität entspricht, und einen konzentrationsabhängigen Anteil, der von der Dichte der Elektronen n_e bestimmt ist auf, erhält man unter Verwendung von Gleichung (2.10) das elektrochemische Potential der Elektronen in folgender Form:

$$\eta_e = \mu_{e,0} + kT \ln\left(\frac{n_e}{N_C}\right) - e\varphi_C, \quad (2.11)$$

$$\text{mit } \mu_e = \mu_{e,0} + kT \ln\left(\frac{n_e}{N_C}\right). \quad (2.12)$$

Gleichung (2.11) zeigt, das das elektrochemische Potential, also die Fermi-Energie, von der chemischen Umgebung, der Dichte der Elektronen und dem elektrischen Potential abhängt.

Für die unbesetzten Zustände im Valenzband, auch Löcher genannt, lässt sich unter Verwendung der gleichen Näherungen (siehe Gleichung (2.8)) deren Dichte berechnen:

$$n_h = N_V \exp\left[-\frac{E_F - E_V}{kT}\right], \quad (2.13)$$

mit der effektiven Zustandsdichte des Valenzbandes N_V und der Energie der Oberkante des Valenzbandes E_V .

Das Produkt der Elektronen- und Löcherdichte ergibt sich folglich zu:

$$n_e \cdot n_h = N_C N_V \exp\left[\frac{E_F - E_C + E_V - E_F}{kT}\right] = N_C N_V \exp\left[\frac{E_g}{kT}\right] =: n_i^2. \quad (2.14)$$

In einem intrinsischen, also undotierten Halbleiter, entspricht die Dichte der Löcher der Dichte der Elektronen und man spricht von der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i . Sie ist eine materialspezifische Größe. Durch Dotierung des Halbleiters mit Donatoren mit einer Konzentration N_D wird der Halbleiter zu einem sogenannten n -Leiter, mit der Elektronendichte $n_e \approx N_D$ ($n_e \gg n_i$) und der entsprechenden Löcherdichte:

$$n_h = \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (2.15)$$

Analog dazu wird ein Halbleiter, der mit Akzeptoren der Konzentration N_A dotiert wird, zum p -Leiter. Die Ladungsträgersorte, die in höherer Konzentration vorliegt, wird in diesem Zusammenhang mit Majoritätsladungsträger bezeichnet, die andere mit Minoritätsladungsträger. Der besseren Übersichtlichkeit wegen werden im Folgenden die Elektronendichte n_e mit n und die Löcherdichte n_h mit p bezeichnet.

Die durch thermische Generation erzeugte Ladungsträgerverteilung lässt sich wie oben beschrieben durch eine Fermi-Energie beschreiben. Ergibt sich jedoch durch eine zusätzliche Generation von Ladungsträgern, zum Beispiel durch Absorption von Photonen mit einer Energie größer der Bandlücke, eine erhöhte Löcher- und Elektronendichte, so lassen sich diese nicht mehr mit einer Fermi-Energie beschreiben. Das Produkt np ist dann nicht mehr gleich n_i^2 . Durch die Einführung so genannter Quasi-Fermi-Energien lassen sich die Löcher- und Elektronendichte aber mit zwei getrennten Verteilungen beschreiben:

$$n = N_C \exp\left[\frac{E_{F,n} - E_C}{kT}\right] \text{ und } p = N_V \exp\left[\frac{E_V - E_{F,p}}{kT}\right], \quad (2.16)$$

wobei $E_{F,n} = -q\phi_n$ die Quasi-Fermi-Energie der Elektronen und $E_{F,p} = -q\phi_p$ die Quasi-Fermi-Energie der Löcher mit den dazugehörigen Potentialen ist.

2.3 Transport von Elektronen und Löchern

Zur Beschreibung des Ladungsträgertransports in Halbleitern werden drei Grundgleichungen verwendet.

Die Poisson Gleichung verbindet das elektrische Feld $\vec{\epsilon}$ mit der Raumladungsdichte ρ :

$$\Delta\varphi = -\nabla\vec{\epsilon} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (2.17)$$

wobei φ das elektrostatische Potential, ϵ_0 und ϵ die elektrische Feldkonstante im Vakuum bzw. im Medium ist.

Die Kontinuitätsgleichung verknüpft die zeitliche Veränderung der Ladungsträgerdichten mit der Divergenz der Stromdichten und der Generations- und Rekombinationsrate:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla J_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= G_p - R_p - \frac{1}{q} \nabla J_p. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Im sogenannten Drift-Diffusions-Modell, in dem nur isotherme Prozesse berücksichtigt werden, ist die Elektronenstromdichte und Löcherstromdichte folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} J_n &= n\mu_n \nabla E_{F,n}, \\ J_p &= p\mu_p \nabla E_{F,p}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

μ_n und μ_p sind die Mobilitäten der Elektronen und Löcher. Gleichung (2.19) zeigt den für das Verständnis von Solarzellen wichtigen Zusammenhang zwischen Ladungsstrom und Fermi-Energie. Nur ein Gradient der Fermi-Energien, also des elektrochemischen Potentials, führt zu einem Strom, dessen Stärke von der Dichte der Ladungsträger und deren Mobilität abhängig ist.

2.4 Generation und Rekombination

In einem Halbleiter im thermischen Gleichgewicht, in dem die Fermi-Energie konstant ist, werden durch thermische Prozesse ständig freie Elektronen mit der Generationsrate G_{th} erzeugt. Dieser Generationsrate steht jedoch eine ebenso große Rekombinationsrate R_{th} gegenüber. Durch eine zusätzliche Generation G_{ph} von freien Elektronen und Löchern, zum Beispiel durch Absorption von Photonen, sind die Elektronen und Löcher nicht mehr im Gleichgewicht. Werden dem Halbleiter keine Ladungsträger entnommen, es fließt also kein Strom, muss sich nach Gleichung (2.18) eine der Generationsrate entsprechende Rekombinationsrate einstellen, um wieder einen Gleichgewichtszustand

zu erreichen. Die Nettorekombinationsrate R_{net} ist ein Maß der zusätzlichen Rekombination und ist folgendermaßen definiert:

$$R_{net} := R - G_{th}. \quad (2.20)$$

Unter Verwendung der Nettorekombinationsrate lässt sich die für Solarzellen charakteristische Größe der Ladungsträgerlebensdauer τ definieren:

$$\tau = \frac{n - n_0}{R_{net}} = \frac{\Delta n}{R_{net}}, \quad (2.21)$$

wobei n_0 die Ladungsträgerkonzentration im thermischen Gleichgewicht und Δn die Konzentration der Überschussladungsträger ist.

In einem Halbleiter laufen verschiedene Rekombinationsmechanismen unabhängig voneinander ab. Daher ist die Gesamtrekombinationsrate die Summe der Raten der Einzelmechanismen. Gemäß Gleichung (2.21) setzt sich die Gesamtlebensdauer τ_{ges} somit reziprok aus den Lebensdauern der beteiligten Einzelprozesse zusammen:

$$R_{ges} = \sum_i R_i \Rightarrow \frac{1}{\tau_{ges}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (2.22)$$

Die Gesamtlebensdauer ist daher immer kleiner als die kleinste Ladungsträgerlebensdauer eines Einzelprozesses.

Im Folgenden werden die verschiedenen Rekombinationsmechanismen, die für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Solarzellen von Bedeutung sind, kurz vorgestellt. Eine detaillierte Betrachtung der einzelnen Rekombinationsprozesse findet sich zum Beispiel in [7]. Der Übersicht wegen beschränkt sich die Angaben von Lebensdauern auf n -dotierte Halbleiter ($n_0 \approx N_D$).

2.4.1 Strahlende Rekombination

Die strahlende Rekombination ist die direkte Umkehr der optischen Generation. Elektronen und Löcher rekombinieren unter Aussendung eines Photons miteinander. Die Energie des abgegebenen Photons entspricht der Energie der Bandlücke des Halbleiters. Die Rate der strahlenden Rekombination ist proportional zur Dichte der Elektronen und Löcher. Die Nettorekombinationsrate ergibt sich damit zu:

$$R_{rad}^{net} = B(np - n_i^2). \quad (2.23)$$

Da das abgestrahlte Photon nur einen sehr geringen Impuls hat und neben der Energie auch der Impuls erhalten bleiben muss, wird bei indirekten Halbleitern immer noch ein zusätzliches Phonon benötigt, das den Impuls aufnehmen, bzw. abgeben kann. Daher ist die Wahrscheinlichkeit der strahlenden Rekombination in indirekten Halbleitern deutlich geringer, als in direkten Halbleitern. In Niedriginjektion, $\Delta n \ll n_0$, lässt sich die Lebensdauer der strahlenden Rekombination anhand der Definition (2.21) berechnen:

$$\tau_{rad}^{low,n} = \frac{1}{Bn_0}. \quad (2.24)$$

2.4.2 Auger-Rekombination

Die Auger-Rekombination ist ein nichtstrahlender Rekombinationsmechanismus, bei dem die durch Rekombination von Elektron und Loch frei werdende Energie an ein weiteres Elektron bzw. Loch abgegeben wird, welches seine Energie dann wiederum durch Wechselwirkung mit Phononen an das Gitter abgibt. Die Nettorekombinationsrate ist gegeben durch:

$$R_{Au}^{net} = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2), \quad (2.25)$$

mit den Auger-Koeffizienten C_n und C_p . Die Niedriginjektionslebensdauer ergibt sich zu:

$$\tau_{Au}^{low,n} = \frac{1}{C_n n_0^2}. \quad (2.26)$$

2.4.3 Störstellenrekombination

Störstellen, deren Energiezustände innerhalb der Bandlücke liegen, werden im Halbleiter durch Verunreinigungen oder Gitterfehler erzeugt. Unabhängig von der konkreten physikalischen Natur der individuellen Elementarprozesse, lässt sich aus rein statistischen Überlegungen heraus eine Theorie der Störstellenrekombination ableiten. Diese nach den Entdeckern benannte Shockley-Read-Hall (SRH)-Theorie ergibt folgende Nettorekombinationsrate:

$$R_{SRH}^{net} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)}. \quad (2.27)$$

Dabei sind τ_{n0} und τ_{p0} die Zeitkonstanten für den Einfang von Elektronen und Löchern in den Störstellen. Die Zeitkonstanten entsprechen dem reziproken Produkt aus Störstellendichte, dem Einfangsquerschnitt und der thermischen Geschwindigkeit der Ladungsträger. n_1 und p_1 sind die sogenannten SRH-Dichten, die das Energieniveau der Störstelle beinhalten:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_{St} - E_i}{kT}\right), \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{St}}{kT}\right). \quad (2.28)$$

Die SRH-Lebensdauer berechnet sich wiederum anhand der Definition (2.21) zu:

$$\tau_{SRH} = \tau_{n0} \left[\frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{p_0 + n_0 + \Delta n} + k \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + n_0 + \Delta n} \right], \quad (2.29)$$

mit dem Symmetriefaktor $k = \tau_{p0}/\tau_{n0}$. In Niedriginjektion und für Störstellen mit einem Energieniveau in der Mitte der Bandlücke, entsprechen τ_{n0} und τ_{p0} der SRH-Lebensdauer τ_{SRH} in p - bzw. n -dotierten Halbleiter.

2.4.4 Oberflächenrekombination

An den Oberflächen eines Halbleiters ist die Kristallstruktur abrupt unterbrochen, was zur Entstehung vieler ungesättigter Bindungen, sogenannter „dangling bonds“, führt. Diese erzeugen, wie jede Störung der Kristallsymmetrie, Energiezustände, die zum größten Teil in der Bandlücke liegen. Die Nettorekombinationsrate lässt sich analog der Störstellenrekombination berechnen:

$$R_{surf}^{net} = \frac{n_s p_s - n_i^2}{\frac{(n_s + n_1)}{S_p} + \frac{(p_s + p_1)}{S_n}}, \quad (2.30)$$

wobei n_s und p_s die Elektronen- und Löcherdichten an der Oberfläche sind und n_1 und p_1 die bereits bekannten SRH-Dichten.

Im Gegensatz zur Volumenrekombination wird die Oberflächenrekombination nicht mit einer Lebensdauer charakterisiert, sondern mit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG):

$$S_{surf} = \frac{R_{surf}^{net}}{\Delta n_s}. \quad (2.31)$$

Anschaulich ist die ORG ein Maß dafür, wie schnell Ladungsträger aus dem Volumen zur Oberfläche fließen. Damit ist auch die maximale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger zu $\sim 10^7$ cm/s bestimmt.

2.5 Trennung von Elektronen und Löchern – der pn-Übergang

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, wandelt eine Solarzelle Strahlungsenergie in elektrische Energie um. In einem Halbleiter geschieht dies durch die Absorption von Photonen und die damit verbundene Erzeugung von Elektron-Loch Paaren. Die Summe der elektrochemischen Potentiale dieser Elektron-Loch Paare ist:

$$\eta_e + \eta_h = \mu_e - e\varphi + \mu_h + e\varphi = \mu_e - \mu_h. \quad (2.32)$$

Die Energie der Photonen wird demnach in chemische Energie umgewandelt.

Um elektrische Energie aus dem Halbleiter zu entnehmen, müssen die generierten Elektronen und Löcher getrennt und dem Halbleiter entnommen werden. Eine Möglichkeit hierfür ist die Verwendung eines pn -Überganges. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, bewegen sich die Ladungsträger im Halbleiter aufgrund des Gradienten im elektrochemischen Potential. Im thermischen Gleichgewicht, in dem keine

Ladungsträger über den pn -Übergang fließen, muss demnach der Gradient des elektrochemischen Potentials Null sein, oder anders ausgedrückt, $E_F^n = E_F^p$, wobei die oberen Indizes die p - bzw. n -Region bezeichnen. Diese Angleichung der elektrochemischen Potentiale erzeugt einen Gradienten im elektrischen Potential und führt zu einer Bandverbiegung. Unter Verwendung von Gleichung (2.11) ergibt sich daher:

$$\mu_{e,0}^p + kT \ln\left(\frac{n^p}{N_C}\right) - e\varphi^p = \mu_{e,0}^n + kT \ln\left(\frac{n^n}{N_C}\right) - e\varphi^n. \quad (2.33)$$

Da die Anzahl der Dotieratome der Halbleiter in den meisten Fällen um mehrere Größenordnungen unterhalb der Anzahl der Halbleiteratome ist, ändert sich die chemische Umgebung der Elektronen mit Dotierung nicht. Somit ist der konzentrationsunabhängige Anteil des chemischen Potentials $\mu_{e,0}$ in der n - und p -Region gleich. Es ergibt sich eine Spannungsdifferenz zwischen der n und p -Region, die sogenannte „built-in“-Spannung V_{bi} , die hauptsächlich von der Temperatur und der Dotierung der n - und p -Region abhängt:

$$V_{bi} \equiv \varphi^n - \varphi^p = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right). \quad (2.34)$$

Bei zusätzlicher Beleuchtung des Halbleiters werden die Ladungsträgerdichten wie oben gezeigt durch die Quasi-Fermi-Energien beschrieben. Die Elektronen und Löcher können nun an den auf der Oberfläche aufgebrachten Kontakten entnommen werden. Die Oberflächenrekombination an Halbleiter-Metall Kontakten ist so hoch, dass zusätzlich generierte Ladungsträger sofort rekombinieren, so dass die Verteilung der Ladungsträger an den Kontakten, derjenigen im Dunkeln entspricht. Das bedeutet, dass an den Kontakten die Verteilung der Ladungsträger durch die Fermi-Energie im Dunkeln beschrieben werden kann.

Bei der Entnahme der Elektron-Loch Paare gibt es zwei Grenzsituationen: Den Kurzschlussfall, bei dem alle Ladungsträger entnommen werden und den Fall offener Klemmen, bei dem keine Ladungsträger entnommen werden. Abbildung 2.3 zeigt das Banddiagramm eines beleuchteten pn -Überganges mit Metallkontakten im Kurzschlussfall.

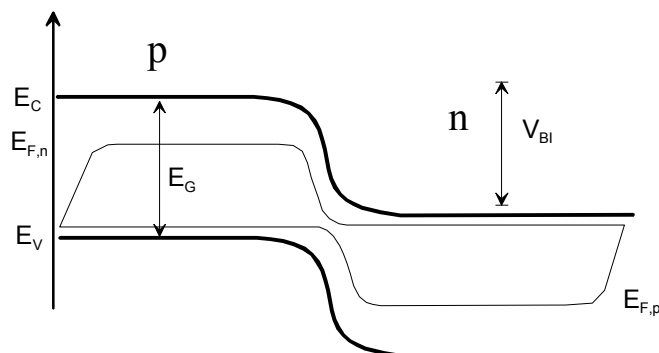


Abbildung 2.3: Skizze eines beleuchteten pn -Überganges mit Metall-Kontakten im Kurzschlussfall.

Am pn -Übergang erkennt man deutlich die starken Gradienten in den Fermi-Energien, die zu einer hohen Elektronenstromdichte von p - zum n -Gebiet und zu einer hohen Löcherstromdichte vom n - zum p -Gebiet führen (siehe auch Gleichung (2.19)). Die Stromdichte, die der Solarzelle im Kurzschlussfall entnommen wird, nennt man Kurzschlussstromdichte, J_{sc} ⁴. Da die entnommenen Elektronen und Löcher das gleiche Potential haben, wird dem Halbleiter im Kurzschlussfall keine Energie entnommen.

Das Banddiagramm eines beleuchteten pn -Überganges mit Metall-Kontakten im Fall offener Klemmen ist in Abbildung 2.4 gezeigt.

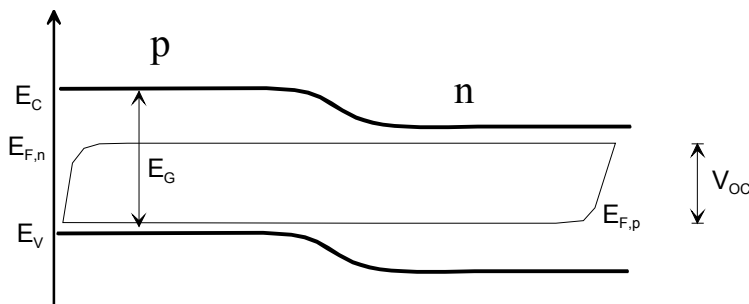


Abbildung 2.4: Skizze eines beleuchteten pn -Überganges mit Metall-Kontakten im Fall offener Klemmen. Die Differenz der Quasi-Fermi-Energien im n - und p -Gebiet entspricht der Offenklemmspannung V_{oc} .

Die Spannungsdifferenz zwischen der Fermi-Energie am p -Kontakt und am n -Kontakt ist die sogenannte Offenklemmspannung V_{oc} ⁵. Da keine Ladungsträger aus dem Halbleiter entnommen werden, findet in diesem Zustand kein Ladungsträgertransport über den pn -Übergang statt. Der Gradient der Quasi-Fermi-Energien ist gleich Null. Das bedeutet aber auch, dass alle zusätzlich generierten Ladungsträger im Halbleiter rekombinieren müssen, weshalb V_{oc} auch ein Maß für die Rekombinationsaktivität einer Solarzelle darstellt. Da keine Ladungsträger aus dem Halbleiter entnommen werden, ist auch hier, wie schon beim Kurzschlussfall, die Energieentnahme aus dem Halbleiter gleich 0. Der Punkt, an dem der Solarzelle die maximaler Leistung entnommen werden kann, muss also zwischen dem Fall offener Klemmen und dem Kurzschlussfall liegen. Um diesen zu bestimmen, kann man den Strom in Abhängigkeit der Spannung V folgendermaßen berechnen.

Bestimmung der Strom–Spannungs- Kennlinie

Da der Strom durch einen Halbleiter nur durch die Majoritäten getragen wird, können nur diejenigen Minoritäten zum Strom beitragen, die innerhalb ihrer Lebensdauer bis zum pn -Übergang diffundieren, und dann zu Majoritäten werden. Die Strecke, die die Minoritäten innerhalb ihrer Lebensdauer zurücklegen können, ist die Diffusionslänge L :

⁴ J_{sc} : Vom Englischen short-circuit für Kurzschluss.

⁵ V_{oc} : Vom Englischen open-circuit, offene Klemmen.

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (2.35)$$

mit der Diffusionskonstante D .

Für eine Solarzelle bei der die Schichtdicken der Basis und des Emitters viel größer als die Diffusionslängen in der jeweiligen Schicht sind, ergibt sich die Stromdichte über den pn -Übergang zu:

$$J = - \int_{-L_h}^{L_e} \text{div}(J_e) dx, \quad (2.36)$$

wobei L_e und L_h die Diffusionslängen der Elektronen und Löcher sind.

Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung im statischen Fall:

$$\frac{1}{q} \text{div} J_e = G - R = G_{ph} + G_{th} - R, \quad (2.37)$$

und der strahlenden Rekombinationsrate R_{rad} , die mit den Ladungsträgerdichten aus Gleichung (2.16) und der Tatsache, dass die thermische Generation und Rekombination gleich sein müssen, folgendermaßen ausgedrückt werden kann,

$$R_{rad} = R_{th} \frac{np}{n_i^2} = G_{th} \exp\left(\frac{E_{F,n} - E_{F,p}}{kT}\right), \quad (2.38)$$

lässt sich die Stromdichte folgendermaßen umschreiben:

$$J = -q \int_{-L_h}^{L_e} \left\{ G_{th} \left[1 - \exp\left(\frac{E_{F,n} - E_{F,p}}{kT}\right) \right] - G_{ph} \right\} dx. \quad (2.39)$$

Die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Energien entspricht der mit der Elementarladung multiplizierten Spannung am pn -Übergang, womit sich nun die folgende Strom-Spannungs-Kennlinie ergibt:

$$J = qG_{th}(L_e + L_h) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - q \int_{-L_h}^{L_e} G_{ph} dx. \quad (2.40)$$

Im Kurzschlussfall, an dem die Spannung V gleich Null ist, ergibt sich somit die Kurzschlussstromdichte J_{sc} zu:

$$J_{sc} = q \int_{-L_h}^{L_e} G_{ph} dx. \quad (2.41)$$

Im Dunkeln und bei einer negativer Spannung V , ergibt sich die sogenannte Dunkelsättigungsstromdichte J_0 zu:

$$J_0 = qG_{th}(L_e + L_h). \quad (2.42)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2.35) und dem Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Rekombinationsrate aus Gleichung (2.21) kann die Dunkelsättigungsstromdichte J_0 folgendermaßen beschrieben werden:

$$J_0 = qn_i^2 \left(\frac{D_e}{N_A L_e} + \frac{D_h}{N_D L_h} \right). \quad (2.43)$$

Bei der bisherigen Herleitung, wurde davon ausgegangen, dass die Basis und der Emitter unendlich ausgedehnt sind. Bei Solarzellen mit endlicher Dicke hängt vor allem die Dunkelsättigungsstromdichte der niedriger p -dotierten Basis noch von der Dicke der Basis W_b und den Rekombinationseigenschaften der Rückseite ab. Dies lässt sich in einem Geometriefaktor zusammenfassen, wodurch sich folgender Ausdruck für die Dunkelsättigungsstromdichte der Basis ergibt:

$$J_{0b} = \underbrace{qn_i^2 \frac{D_e}{N_A L_e}}_{\text{halbunendlicher Wafer}} \underbrace{\left(\frac{SL_e / D_e \cosh(W_b / L_e) + \sin(W_b / L_e)}{SL_e / D_e \sinh(W_b / L_e) + \cosh(W_b / L_e)} \right)}_{\text{Geometriefaktor}}. \quad (2.44)$$

Mit dem Dunkelsättigungsstromdichte J_0 und der Kurzschlussstromdichte J_{sc} ergibt sich nun die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Solarzelle zu:

$$J(V) = J_0 \left(\exp \left[\frac{qV}{kT} \right] - 1 \right) - J_{sc}. \quad (2.45)$$

Die Offenklemmspannung V_{oc} , bei der $J(V) = 0$ ist, ergibt sich somit zu:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{sc}}{J_0} + 1 \right). \quad (2.46)$$

Die Kennlinie einer Solarzelle im Dunkeln und im beleuchteten Fall, zusammen mit der Leistungskennlinie ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

Das Maximum der Leistungskennlinie einer Solarzelle definiert den Punkt maximaler Leistung P_{mpp} (aus dem Englischen maximum power point), an dem die Solarzelle die größte Leistung abgeben kann. Der Quotient aus maximaler Leistung einer Solarzelle und dem Produkt aus V_{oc} und J_{sc} bezeichnet man als Füllfaktor (FF). Der Füllfaktor ist nicht nur aufgrund der exponentiellen Form der Kennlinie kleiner als 1, sondern kann zusätzlich durch Widerstandsverluste und nicht idealem Diodenverhalten, reduziert werden.

Der Wirkungsgrad einer Solarzelle ergibt sich somit zu:

$$\eta = \frac{P_{mpp}}{P_{ein}} = \frac{V_{mpp} J_{mpp}}{P_{ein}} = \frac{V_{oc} J_{sc} FF}{P_{ein}}. \quad (2.47)$$

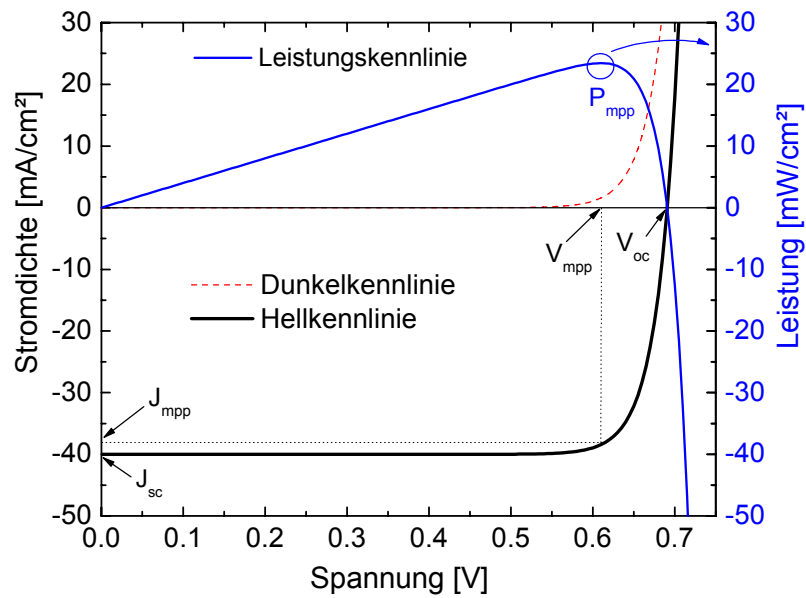


Abbildung 2.5: *IV-Kennlinie und Leistungskennlinie einer Solarzelle, sowie die für die Beschreibung der Solarzelle wichtigsten Spannungen und Stromdichten.*

Der Wirkungsgrad und deren Herleitung zeigen, dass zur Optimierung einer Solarzelle folgende Punkte zu beachten sind:

1. Maximierung der Diffusionslänge: Dies reduziert die Dunkelsättigungsstromdichte und erhöht damit V_{oc} (vergleiche Gleichung (2.43) und (2.46)) und erhöht die Kurzschlussstromdichte J_{sc} (vergleiche Gleichung (2.41)).
2. Maximierung der optischen Generation G_{ph} : Dies erhöht die Kurzschlussstromdichte J_{sc} (vergleiche Gleichung (2.41)).
3. Reduzierung aller Widerstandsverluste und Vermeidung nicht idealer Diodenströme.

Die Ansätze zu deren Optimierung unterscheidet sich bei unterschiedlichen Solarzellentypen, weswegen eine genaue Kenntnis der ihnen zugrundeliegenden Mechanismen notwendig ist.

2.6 Unterschiede zwischen III-V- & Silizium-Solarzellen

In der vorliegenden Arbeit wurden Solarzellen aus unterschiedlichen Halbleitermaterialien analysiert und optimiert. In diesem Abschnitt sollen nun die grundsätzlichen physikalischen Unterschiede zwischen Silizium und III-V-Verbindungshalbleitern, vor allem auch hinsichtlich der Simulation von Solarzellen, zusammengefasst werden.

Absorption: Die Absorption in Halbleitern ist stark durch die Bandstruktur im Impulsraum bestimmt. Das Leitungsbandminimum sowie das Valenzbandmaximum legen die Bandlücke des Halbleiters fest. Liegen diese Extrema im Impulsraum übereinander, so ist eine Anregung eines Elektrons durch ein Photon ohne weiteres möglich, da das Elektron nur seine Energie, nicht aber den Impuls ändern muss. Man spricht dann von einem direkten Halbleiter. Liegen die Extrema im Impulsraum nicht übereinander, so muss das Elektron bei Anregung durch ein Photon neben der Energie auch noch den Impuls verändern, was nur durch Wechselwirkung mit einem weiteren Teilchen, einem Phonon, möglich ist. In diesem Fall spricht man von einem indirekten Halbleiter. Da Mehrteilchenprozesse immer unwahrscheinlicher sind als Zweiteilchenprozesse, ist die Absorption in direkten Halbleitern deutlich höher, als in indirekten Halbleitern.

Die meisten III-V-Verbindungshalbleiter, die als aktive Schichten in Solarzellen verwendet werden, sind direkte Halbleiter. Silizium hingegen gehört zu den indirekten Halbleitern. Zur Veranschaulichung des oben beschriebenen Unterschiedes zwischen direkten und indirekten Halbleitern, sind in Abbildung 2.6 die Absorptionskurven und Eindringtiefen von Silizium und GaAs gezeigt. Bei dem direkten Halbleiter GaAs ist deutlich ein starker Abfall der Absorption bei der Bandkante zu beobachten. Bei Silizium hingegen ist die Bandkante nicht direkt zu erkennen. Absorption von Photonen mit geringerer Energie als die Bandkante rühren bei Silizium von Mehr-Phononen Prozessen her [8].

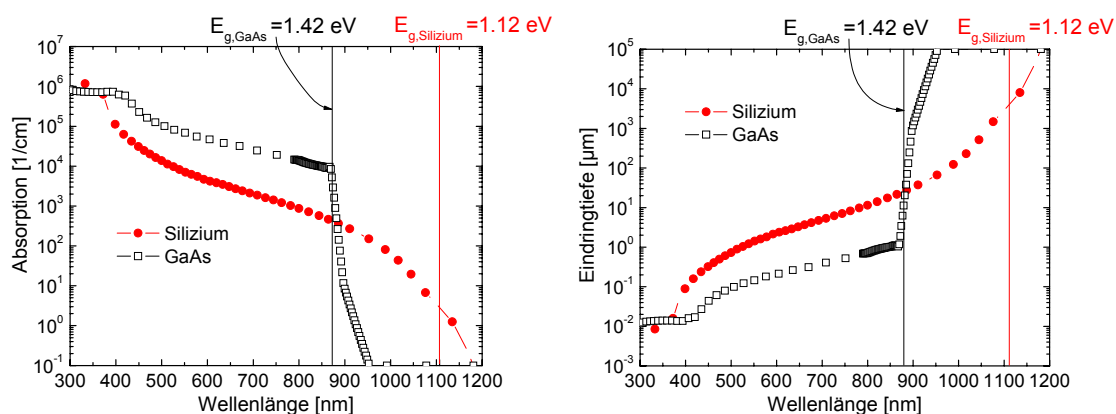


Abbildung 2.6: Absorption und Eindringtiefe von Silizium und GaAs als Funktion der Wellenlänge. Die Eindringtiefe ist definiert als die Tiefe, bei der die Intensität des Lichts auf $1/e$ seines ursprünglichen Wertes abgefallen ist.

Da nur Ladungsträger innerhalb der Diffusionslänge um den pn -Übergang zum Strom beitragen, werden die aktiven Schichten möglichst dünn gewählt, jedoch so dick, dass möglichst viele Photonen absorbiert werden. Betrachtet man mit diesem Hintergrund die Eindringtiefe der Photonen, dann erkennt man, dass bei GaAs Photonen mit Energien größer als die Bandkante innerhalb der ersten 5 μm vollständig absorbiert werden. Daher ist die Dicke der aktiven Schichten in III-V-Solarzellen auch nur im Bereich von Mikrometern, und damit innerhalb der Kohärenzlänge des Lichts. Deshalb müssen bei der Simulation der optischen Eigenschaften die Interferenzeffekte zwischen den einzelnen Schichten berücksichtigt werden [9, 10]. Bei Silizium hingegen ist die Eindringtiefe von bandkantennahem Licht im Bereich von Millimetern. Da die Diffusionslänge nur bei sehr reinem Silizium 1000 μm und mehr beträgt, ist die typische Silizium-Solarzelle dünner als 250 μm . Um trotzdem eine möglichst große Absorption zu erreichen, müssen der Lichteinfang und die interne Reflexion so optimiert werden, dass der effektive Weg, den die Photonen in Silizium zurücklegen, maximiert wird. Dazu wird zum einen die Oberfläche texturiert und mit einer Antireflexbeschichtung versehen. Zum anderen wird bei hocheffizienten Silizium-Solarzellen die Rückseite mit einer Schichtfolge Dielektrikum/Aluminium versehen, um die Reflexion an der Rückseite zu maximieren (siehe dazu Kapitel 4). Diese Maßnahmen führen dazu, dass zur Bestimmung der Reflexion und Absorption in Silizium-Solarzellen Strahlverfolgungsprogramme verwendet werden müssen.

Volumenrekombination: Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, gibt es verschiedene Rekombinationsmechanismen, die die Minoritätsladungsträgerlebensdauer innerhalb des Volumens bestimmen. Da die strahlende Rekombination der Umkehrprozess der optischen Absorption ist, ist die strahlende Rekombination auch der dominierende Rekombinationskanal in defektarmen direkten III-V-Verbindungshalbleitern. In Silizium spielt die strahlende Rekombination eine untergeordnete Rolle. Der dominierende Rekombinationsmechanismus ist die Störstellenrekombination, bzw. in hochdotierten Schichten die Auger-Rekombination.

Bei der Simulation von Solarzellen ist zu berücksichtigen, dass bei der strahlenden Rekombination das durch Rekombination emittierte Photon wieder reabsorbiert werden kann. Findet dieser Prozess innerhalb einer Schicht statt, kann man diesen Prozess durch Einführung eines sogenannten Photon-Recycling Faktors berücksichtigen. Bei Mehrschichtsystemen kann dieser Prozess zu einem rein optischen Ladungsträgertransport zwischen verschiedenen Schichten führen. In diesem Fall wird auch von optischer Kopplung gesprochen [9] (siehe dazu auch Abschnitt 3.4.2). Diese Effekte spielen nur bei III-V-Solarzellen eine wichtige Rolle. Bei Silizium-Solarzellen findet dieser Prozess auch statt, da aber die Lebensdauer der Störstellenrekombination deutlich geringer ist als die Lebensdauer der strahlenden Rekombination, ist dieser Prozess für die Kennlinie der Silizium-Solarzelle nicht von Bedeutung.

Oberflächenrekombination: Neben der Volumenrekombination spielt die Oberflächenrekombination bei Solarzellen eine wichtige Rolle. Eine gute Passivierung der Oberflächen ist deshalb für den Wirkungsgrad einer Solarzelle sehr wichtig. Wie in Kapitel 2.4.4 beschrieben, hängt die Nettorekombinationsrate der Oberflächenrekombination von der Minoritätsladungsträgerdichte, sowie der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ab. Daraus folgt, dass eine Reduzierung der Nettorekombinationsrate zum einen durch Absenkung der Minoritätsladungsträgerdichte und bzw. oder der Reduzierung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit erfolgen kann.

Bei Silizium-Solarzellen wird dies durch Aufbringen einer dielektrischen Schicht erreicht, die entweder die Störstellendichte an der Siliziumoberfläche reduziert (zum Beispiel SiO_2 , [11],[12]), und/oder durch feste, positive oder negative Ladungen (sog. Feldeffektpassivierung [11]) die Minoritätsladungsträgerdichte erniedrigen. Die Bandlücken dieser Passivierungsschichten sind so groß, dass nahezu keine Absorption in ihnen stattfindet.

Bei III-V-Verbindungshalbleitern wird zur Passivierung der aktiven Zellschichten, Schichten mit größerer Bandlücke als die angrenzende aktive Schicht epitaktisch aufgewachsen. Dies führt dazu, dass sich für die Minoritäten eine Potentialbarriere zwischen aktiver Schicht und der Halbleiteroberfläche befindet, was wiederum verhindert, dass die Minoritätsladungsträger zur Oberfläche gelangen und dort rekombinieren. Ist die Schicht optisch oberhalb der aktiven Schichten, wird die Schicht Fenster genannt. Je größer die Bandlücke des Fensters ist, desto geringer ist der Wellenlängenbereich, in dem im Fenster Absorption stattfindet, was wiederum dazu führt, dass mehr Licht in den aktiven Schichten absorbiert wird. Ein in diesem Zusammenhang für die Simulation wichtiger Parameter ist die Elektronenaffinität χ_0 , die den Abstand des Leitungsbandes zum Vakuumniveau bestimmt (siehe Abbildung 2.2). Dieser Parameter ist für viele ternäre Materialien nur unzureichend bestimmt, weshalb er in der Modellierung in gewissen Grenzen ein freier, anzupassender Parameter ist. Abbildung 2.7 zeigt die simulierte externe Quanteneffizienz und das Banddiagramm einer GaAs-Solarzelle mit AlInP-Fenster bei J_{sc} mit verschiedenen Parametern für die Elektronenaffinität. Der Einfluss der Elektronenaffinität auf die externe Quanteneffizienz (EQE) und damit auf den Kurzschlussstrom der GaAs-Solarzelle ist deutlich zu erkennen. Beträgt die Elektronenaffinität des AlInP-Fensters 3.57 eV, ist die EQE im kurzwelligen Bereich deutlich höher als bei einer Elektronenaffinität von 4.10 eV.

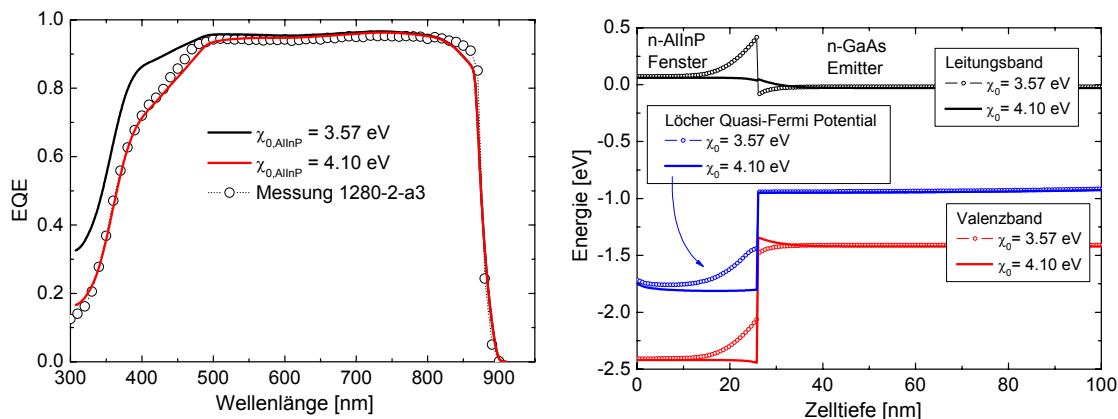


Abbildung 2.7: Simulierte externe Quanteneffizienz und Banddiagramm einer GaAs-Solarzelle mit AlInP Fenster bei J_{sc} mit verschiedenen Parametern für die Elektronenaffinität. Durch Verwendung verschiedenen Parametern für die Elektronenaffinität, ergeben sich aufgrund von Gradienten im Quasi-Fermi-Potential deutliche Unterschiede in der Quanteneffizienz.

Betrachtet man die Banddiagramme, so erkennt man, dass bei dem n -dotiertem AlInP-Fenster mit $\chi_0 = 3.57$ eV das Quasi-Fermi-Potential der Löcher in Richtung des n -dotiertem GaAs-Emitters abfällt. Dies bedeutet, dass die Minoritäten die im AlInP-Fenster generiert werden, zum Emmitter getrieben werden, von dort zum pn -Übergang diffundieren und dann zum Strom beitragen. Die Bandlücke des verwendeten AlInP-Fensters ist 2.48 eV, was einer Wellenlänge von ca. 500 nm entspricht. Betrachtet man nun noch einmal die EQE in Abbildung 2.7 so erkennt man, dass der Einfluss der Elektronenaffinität sich auf den Absorptionsbereich des Fensters beschränkt.

Hochinjektionseffekte: Eine der Annahmen zur Herleitung der Solarzellenkennlinie in Abschnitt 2.5 ist, dass sich die Zelle in Niedriginjektion ($\Delta n \ll n_0$) befindet. Ist dies nicht der Fall, gelten für die Rekombinationsmechanismen und auch für den Ladungsträgertransport andere Gesetzmäßigkeiten. Abbildung 2.8 zeigt die Ladungsträgerdichte bei J_{sc} und V_{oc} in der Basis einer Silizium-Rückseitenkontaktzelle sowie bei V_{oc} einer GaAs-Solarzelle bei verschiedenen Konzentrationen der Beleuchtung. Für die Silizium-Rückseitenkontaktzelle sind zusätzlich die Dotierkonzentrationen der für Konzentratorsolarzellen typischerweise verwendeten p -Typ Wafer eingetragen. Die Simulationen der Silizium-Rückseitenkontaktzelle zeigen zum einen, dass sich die Minoritätsladungsträgerdichte bei J_{sc} und V_{oc} bei geringer Konzentration um mehr als eine Größenordnung unterscheidet, sich die Schichten bei höheren Konzentrationen aber angleichen. Zum anderen zeigt sich, dass sich die Zellen je nach Basisdotierung bei V_{oc} bereits bei einer Sonne in Hochinjektion befinden, und sich selbst bei J_{sc} und geringer Konzentration die Zellen in Hochinjektion befinden. Bei einer GaAs-Solarzelle hingegen, deren typische Basisdotierung zwischen $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist, ist die Zelle über den ganzen Konzentrationsbereich der hier bis 1500 Sonnen geht, selbst bei V_{oc} in Niedriginjektion.

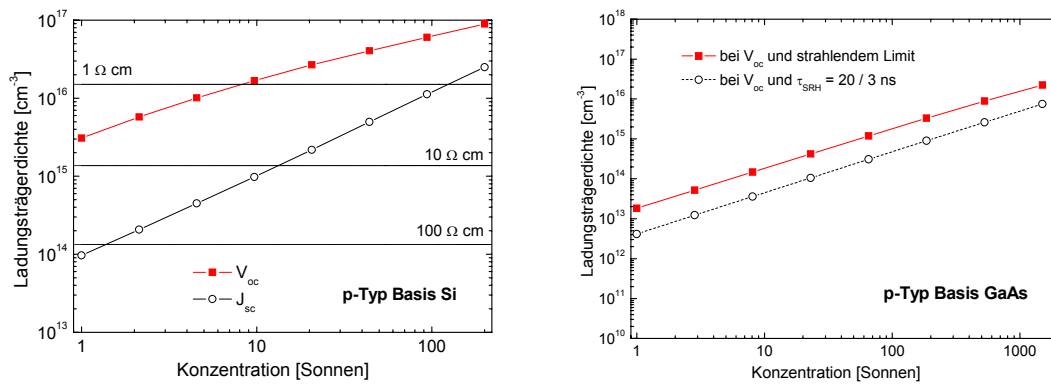


Abbildung 2.8: Simulierte Minoritätsträgerdichte einer Silizium-Rückseitenkontaktzelle an der Vorderseite der Zelle bei J_{sc} und V_{oc} (linke Seite) und einer GaAs-Solarzelle mit typischen SRH-Lebensdauern und im strahlenden Limit (rechte Seite) bei V_{oc} . Bei der Silizium-Solarzelle übersteigt die Ladungsträgerdichte bereits bei wenigen Sonnen die Dotierkonzentration der Basis (gestrichelte Linien). Bei der GaAs-Solarzelle erreicht die Ladungsträgerdichte die typische Dotierkonzentration der Basis ($> 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) selbst bei 1500 Sonnen nicht.

Dieser Unterschied lässt sich dadurch erklären, dass bei Float-Zone (FZ) Silizium die Volumenlebensdauer im Bereich einer Millisekunde ist. Bei GaAs ist die Volumenlebensdauer im strahlenden Limit, das heißt die strahlende Rekombination ist der limitierende Rekombinationsprozess. Sie ist jedoch kleiner als $1 \mu\text{s}$. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass Hochinjektionseffekte in Silizium-Solarzellen eine wichtige Rolle spielen können, in GaAs-Solarzellen hingegen meistens vernachlässigt werden können.

3 Grundlagen und Anwendungsbeispiele der Solarzellensimulation

Dieser Abschnitt dient dazu, die für diese Arbeit notwendigen Grundlagen der Solarzellensimulation darzustellen. Dazu wird zuerst der gesamte Ablauf einer umfassenden numerischen Solarzellensimulation vorgestellt. Anschließend werden die Teilaspekte der Modellierung sowie die dazu verwendeten Programme vorgestellt und anhand von Anwendungsbeispielen erläutert.

3.1 Das Zweidiodenmodell

Das zur analytischen Beschreibung einer Solarzelle am meisten genutzte Modell ist das sogenannte Zweidiodenmodell, welches eine Erweiterung des im letzten Kapitel vorgestellten Eindiodenmodells ist. Im Zweidiodenmodell wird neben der Rekombination im Volumen und an den Oberflächen noch die Rekombination in der Raumladungszone berücksichtigt. Des Weiteren werden auch die Widerstandsverluste, die seriell oder parallel zum pn -Übergang auftreten, berücksichtigt. Das Ersatzschaltbild des Zweidiodenmodells ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

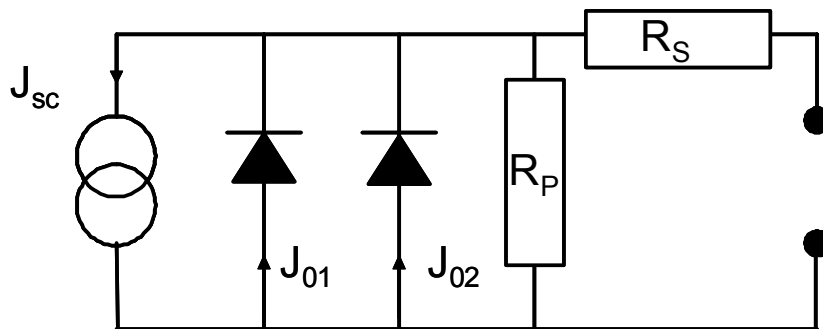


Abbildung 3.1: Ersatzschaltbild des Zweidiodenmodells. Neben den Dioden, die die Rekombinationseigenschaften der Solarzelle beschreiben, sind die parasitären Widerstände in einem parallelen (R_p) und einem seriellen (R_s) Widerstand zusammengefasst.

Der mathematische Ausdruck, der das Ersatzschaltbild in Abbildung 3.1 beschreibt, lautet:

$$J(V) = J_{01} \left(\exp \left[\frac{q(V - J(V)R_S)}{n_1 kT} \right] - 1 \right) + J_{02} \left(\exp \left[\frac{q(V - J(V)R_S)}{n_2 kT} \right] - 1 \right) + \frac{V - J(V)R_S}{R_p} - J_{sc} \quad (3.1)$$

mit den Dunkelsättigungsstromdichten J_{01} und J_{02} , der an die Solarzelle angelegten Spannung V , den Idealitätsfaktoren n_1 und n_2 , der generierten Kurzschlussstromdichte J_{sc} sowie dem Parallel- und Serienwiderstand R_p und R_s .

Die Dunkelsättigungsstromdichte J_{01} entspricht der in Abschnitt 2.5 hergeleiteten Dunkelsättigungsstromdichte des Eindiodenmodells und beinhaltet die Rekombinations-eigenschaften der Basis, des Emitters und der Oberflächen. Unter idealisierten Annahmen (wie zum Beispiel Niedriginjektion [5]) ergibt sich hier ein Idealitätsfaktor von $n_1 = 1$. Der zweite Term mit der Dunkelsättigungsstromdichte J_{02} beschreibt die Rekombination in den Bereichen, in denen die Ladungsträgerdichte der Elektronen und Löcher nahezu gleich ist, also zum Beispiel in der Raumladungszone. Unter wiederum idealisierten Annahmen (zum Beispiel nur ein Rekombinationszentrum in der Mitte der Bandlücke [13]) ergibt sich hier ein Idealitätsfaktor von $n_2 = 2$. In realen Solarzellen kann es jedoch aufgrund von Rekombination an offenen pn -Übergängen [14] und Rekombination über mehrere Defektniveaus [15] zu Idealitätsfaktoren $n_2 > 2$ kommen. Die Einflüsse parasitärer Widerstände werden mit globalen Widerständen R_s und R_p beschrieben. Mithilfe des Zweidiodenmodells lassen sich die prinzipiellen Abhängigkeiten einer Solarzelle sehr einfach und schnell darstellen (siehe zum Beispiel Dissertation S.W. Glunz [12] S.29).

Das Zweidiodenmodell basiert jedoch auf einigen Annahmen, die in realen Solarzellen nicht vollständig zutreffen. So führen zum Beispiel verteilte Serienwiderstände zu Verlusten, die nicht durch einen globalen Serienwiderstand beschrieben werden können [16]. Des Weiteren können injektionsabhängige Rekombinationsparameter [17] zu Änderungen der Dunkelsättigungsstromdichten in Abhängigkeit der an die Solarzelle angelegten Spannung führen. Um diese Effekte zu berücksichtigen, müssen komplexere Modelle verwendet werden, deren Lösungen in der Regel nur noch numerisch bestimmt werden können.

3.2 Numerische Modellierung von Solarzellen

Bei der numerischen Halbleitersimulation werden die in Abschnitt 2.3 eingeführten Transportgleichungen an vorgegebenen Punkten numerisch gelöst. Dazu müssen die physikalischen Strukturen des zu untersuchenden elektronischen Bauteils örtlich diskretisiert werden. Dabei ist zu beachten, dass sich die Auflösung der Diskretisierung an den physikalisch relevanten Größen orientieren muss. Die für die Simulation einer Solarzelle entscheidenden Größen decken einen Bereich von mehreren Größenordnungen ab. Dies ist in Abbildung 3.2 für eine rückseitenkontaktierte

Silizium-Solarzelle gezeigt. Die Kantenlänge solch einer Silizium-Solarzelle liegt im Bereich von Zentimetern, der Fingerabstand im Bereich von Millimetern, die Kontaktöffnungen im Bereich von Mikrometern und die Raumladungszone im Bereich von wenigen Nanometern. Da sich die Diskretisierung immer an den feinsten Strukturen bestimmt, z.B. der Raumladungszone, ist die Modellierung einer Solarzelle als Ganzes in endlicher Zeit nicht möglich, da die Anzahl der Diskretisierungsknoten zu hoch wäre.

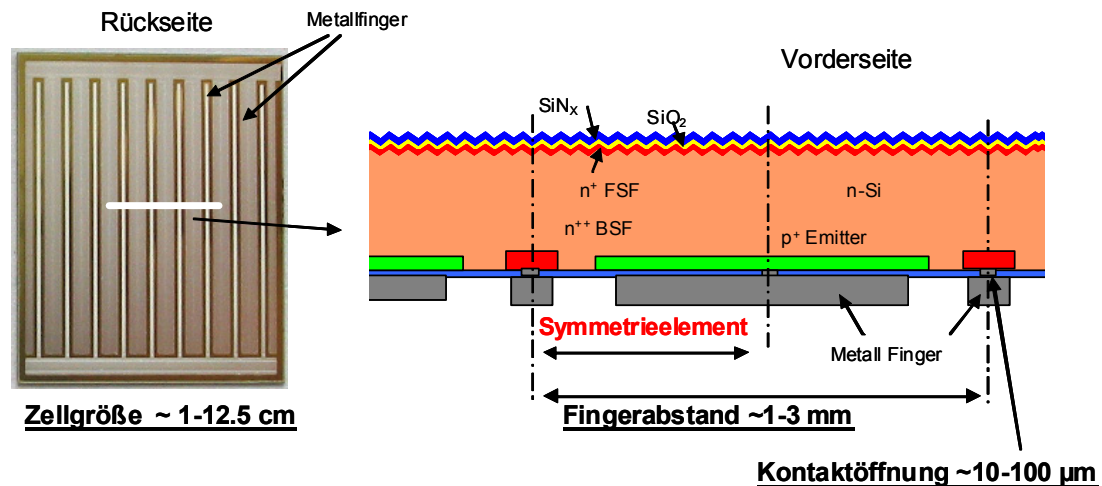


Abbildung 3.2: Photo und Querschnittszeichnungen einer Silizium-Rückseitenkontaktzelle. Durch spiegeln des Symmetrieelements an dessen Rändern lässt sich ein Großteil der Solarzelle abbilden. Zusätzlich angegeben sind die typischen Größen der unterschiedlichen Bereiche.

Um jedoch die Solarzellenparameter einer gesamten Solarzelle bestimmen zu können, bedient man sich des symmetrischen Aufbaus einer Solarzelle (siehe Abbildung 3.2). Der symmetrische Aufbau einer Solarzelle erlaubt die Unterteilung der Strukturen in sogenannte Symmetrieelemente, die durch Spiegeln an ihren Rändern wieder die Gesamtstruktur ergeben. Als ein Beispiel ist in Abbildung 3.2 das Symmetrieelement für die Halbleitersimulation einer Silizium-Rückseitenkontaktzelle gezeigt.

Ein zweiter wichtiger Aspekt ist die bei Solarzellen mögliche Trennung von optischer und elektrischer Simulation. Da Solarzellen im Gegensatz zu Lasern in erster Näherung keine optisch aktiven Bauelemente sind (eine Ausnahme stellt die optische Kopplung in Mehrschichtsystemen dar, siehe Abschnitt 3.4.2), lässt sich die optische Generationsfunktion getrennt von der elektrischen Simulation durchführen. Dies hat den Vorteil, dass unterschiedliche Symmetrieelemente verwendet werden können, die sich auch in der räumlichen Dimension unterscheiden dürfen.

Ein dritter Aspekt ist, dass sich die Strompfade in den meisten Gebieten einer Solarzelle in weniger als drei Dimensionen beschreiben lassen. So beschreibt das elektrische Symmetrieelement in Abbildung 3.2 den Minoritäten- und Majoritätenfluss innerhalb des Halbleiters. Da außerhalb des Halbleiters nur noch der Majoritätenfluss betrachtet

werden muss, lassen sich Effekte, die durch die Metallisierung entstehen, wiederum unabhängig von der Halbleitersimulation untersuchen.

Durch diese Aufteilung lässt sich eine Solarzellensimulation in drei Teilbausteine untergliedern: Die optische Modellierung, die elektrische Halbleitermodellierung und die Netzwerkmodellierung. Der Ablauf solch einer umfassenden Modellierung einer Solarzelle ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

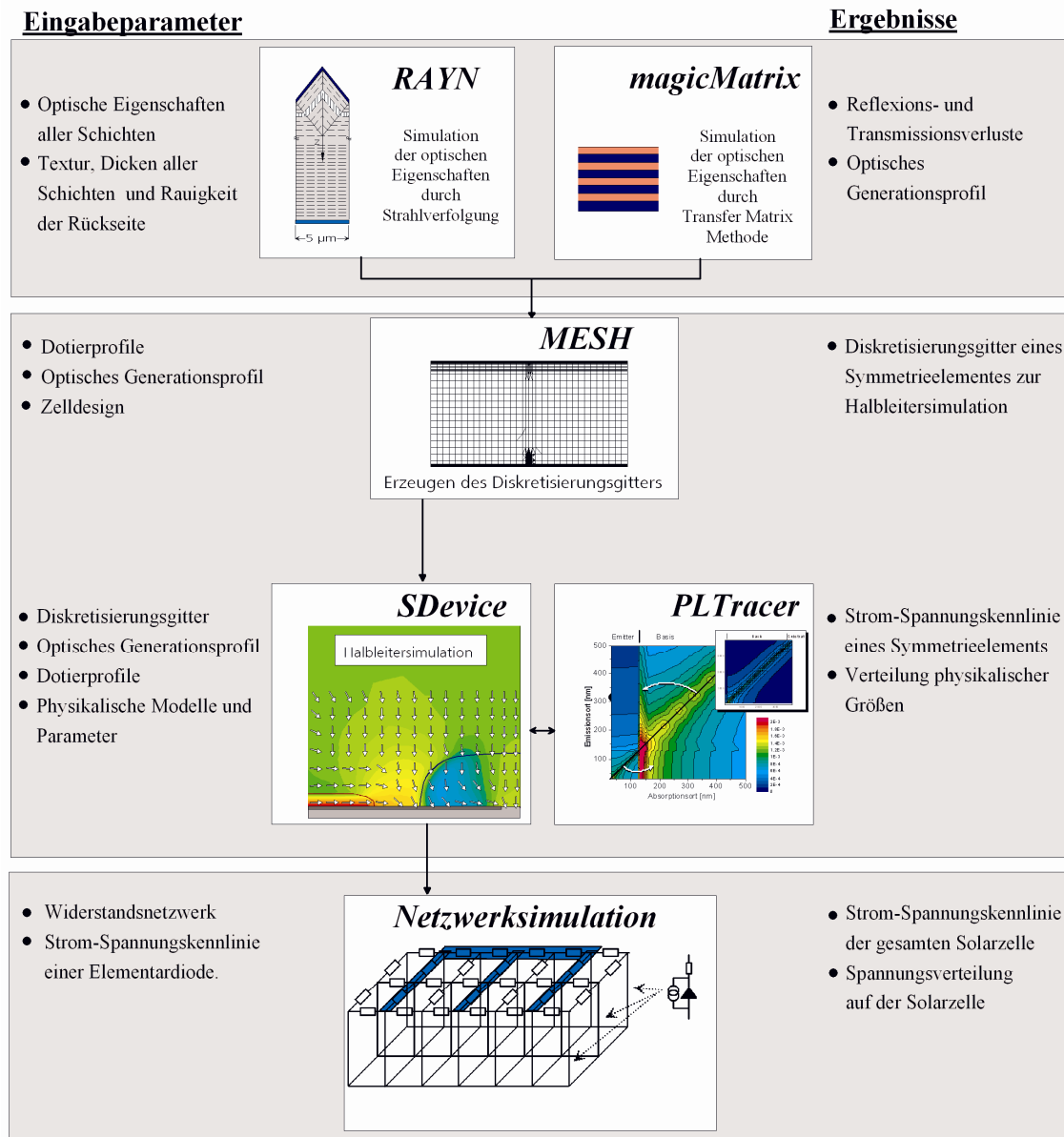


Abbildung 3.3: Ablauf einer umfassenden Solarzellensimulation. Die Eingabeparameter und die Ergebnisse der einzelnen Teilschritte sind am linken und rechten Rand aufgeführt.

Diese drei Teilbausteine und die in dieser Arbeit dazu verwendeten Programme werden im Folgenden vorgestellt. Zur Veranschaulichung von deren Einsatzmöglichkeiten werden zusätzlich noch Anwendungsbeispiele gezeigt.

3.3 Optische Modellierung

Solarzellen sind opto-elektronische Bauelemente. Eine wesentliche Grundlage für die korrekte Modellierung von Solarzellen ist somit die korrekte Beschreibung der durch Absorption von Photonen generierten Elektron-Loch Paare. Für die Auswahl des richtigen Modells zur Beschreibung der Absorption im Halbleiter ist die Dicke der aktiven Schichten entscheidend. Aufgrund der unterschiedlichen optischen Eigenschaften von Silizium und III-V-Halbleitern (siehe Abschnitt 2.6) sind die Dicken der aktiven Schichten von deutlich unterschiedlicher Größe, sodass unterschiedliche Methoden zur Berechnung der optischen Eigenschaften verwendet werden müssen.

3.3.1 Matrixmethode zur Modellierung optisch dünner Schichten

Bei der Berechnung der optischen Eigenschaften eines Mehrschichtsystems dünner Schichten, wobei sich dünn auf die Kohärenzlänge des eingestrahlt Lichts bezieht, müssen Interferenzeffekte zwischen den Schichten berücksichtigt werden. Die Kohärenzlänge von weißem Licht beträgt zwischen 1 und 10 μm [9], was den typischen Schichtdicken in III-V-Solarzellen entspricht. In der Dissertation von G. Létay [9] wurden verschiedene Verfahren auf deren Eignung hinsichtlich der korrekten Bestimmung der Reflexion und Absorption sowie der orts aufgelösten Generationsfunktion untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Matrixmethode [18] vor allem durch ihre Schnelligkeit den anderen Methoden gegenüber bevorzugt werden kann. Die in dieser Arbeit durchgeführten optischen Berechnungen von III-V-Solarzellen wurden daher mit der Matrixmethode durchgeführt.

Anwendungsbeispiel: Einfluss eines Halbleiterspiegels (HLS) auf die Absorption einer GaAs-Mittelzelle

Zur Erhöhung der Absorptionswahrscheinlichkeit muss der Weg, den die Photonen im Halbleiter zurücklegen können, möglichst lang sein. Dies lässt sich durch eine dicke Absorberschicht erreichen. Damit die generierten Elektron-Loch Paare jedoch auch zum elektrischen Strom beitragen, sollte deren Generationsort nicht weiter als eine Diffusionslänge vom pn -Übergang entfernt sein (siehe Gleichung (2.41)). Vor allem in Materialien mit geringen Diffusionslängen kann dies der dominierende Effekt bei der Limitierung der Kurzschlussstromdichte darstellen. Um den Weg der Photonen im Halbleiter zu erhöhen, gleichzeitig aber den Abstand zwischen Generationsort und pn -Übergang nicht zu verlängern, kann hinter die aktive Schicht ein Halbleiterspiegel (HLS) platziert werden, der die auftreffenden Photonen reflektiert. Dadurch verdoppelt sich die optische Weglänge bei gleichbleibender maximaler Entfernung zum pn -Übergang. Halbleiterspiegel sind Vielschichtstrukturen mit abwechselnden Schichtpaaren aus zwei Halbleitern mit unterschiedlichen Brechungsindizes n_j . Es können Halbleiterspiegel hergestellt werden, deren Reflexion bei einer spezifischen Wellenlänge λ_0 auf nahezu 100% eingestellt werden kann. Die hohe Reflexion wird hierbei durch Vielfachfachinterferenzen zwischen den einzelnen Schichten erreicht. Die

Dicken der Schichtpaare lassen sich mit Kenntnis der Brechungsindizes folgendermaßen bestimmen [19]:

$$\frac{\lambda}{4} = d_1 n_1 = d_2 n_2. \quad (3.2)$$

Die optischen Eigenschaften eines Halbleiterspiegels hängen neben der Dicke der einzelnen Schichten vor allem von der Anzahl der Schichtpaare, dem relativen Brechungsindexsprung $n_{\text{rel}} = 2(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ und der Absorption in den Schichten ab. Abbildung 3.4 zeigt die mit der Matrixmethode berechnete Rückreflexion eines HLS in eine darüberliegende halbumendliche GaAs-Schicht in Abhängigkeit der Periodenzahl des Schichtstapels (linke Seite) und der Materialienkombinationen der Schichtpaare (rechte Seite). Eine Periode entspricht hier einem Schichtpaar.

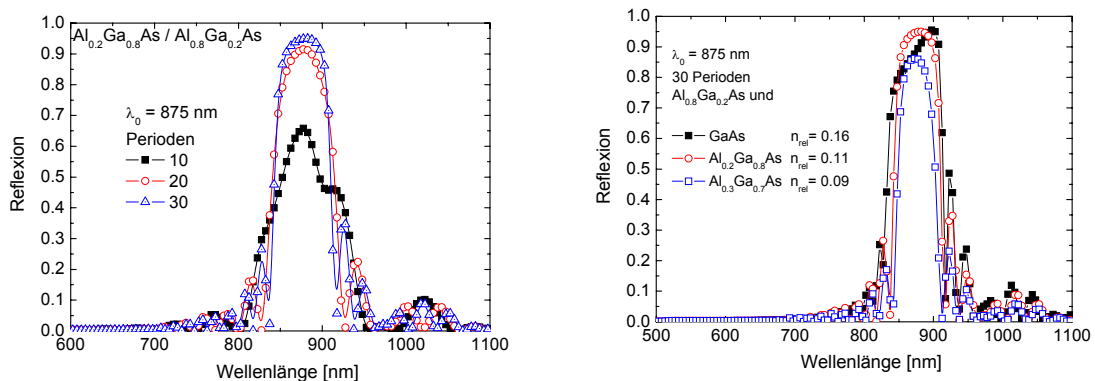


Abbildung 3.4: Linke Seite: Reflexion eines $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ HLS für unterschiedliche Anzahl von Schichtpaaren. Die Erhöhung der Periodenzahl erhöht die Reflexion des HLS. Rechte Seite: Reflexion eines HLS mit unterschiedlichen Schichtpaaren. Durch Erhöhung des Aluminiumanteils in den AlGaAs-Schichten mit dem geringeren Aluminium-Anteil, verringert sich der relative Brechungsindexsprung zur konstant gehaltenen $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Schicht. Dadurch verringern sich die Höhe der Reflexion und auch die Breite des Reflexionspeaks.

Man erkennt die Reflexion des Schichtstapels im Wellenlängenbereich zwischen 800 nm und 900 nm deutlich. Das Diagramm auf der linken Seite von Abbildung 3.4 zeigt, dass sich das Reflexionsmaximum mit ansteigender Periodenzahl der Schichtpaare erhöht. Das Diagramm auf der rechten Seite von Abbildung 3.4 zeigt den Einfluss des Aluminiumanteils in den AlGaAs-Schichten mit dem geringeren Aluminium-Anteil, auf die Reflexion des HLS. Durch Erhöhung des Aluminiumanteils vergrößert sich zum einen die Bandlücke und zum andern verringert sich der relative Brechungsindexsprung zur $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Schicht. Dies führt zu einer Reduzierung der Höhe sowie auch der Breite des Reflexionspeaks. Der GaAs / $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Schichtstapel stellt diesbezüglich einen Sonderfall dar. Obwohl dieser Schichtstapel den größten Brechungsindexsprung aufweist, was man auch an der Breite des Reflexionspeaks erkennen kann, ist die Höhe der Reflexion im Absorptionsbereich der GaAs-Schicht deutlich niedriger als bei dem

$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Schichtstapel. Diese Berechnungen zeigen, dass ein effektiver HLS folgende Voraussetzungen erfüllen muss:

- die Schichten sollten einen hohen relativen Brechungsindexsprung aufweisen,
- die Materialien sollten in dem definierten Wellenlängenbereich nicht absorbieren
- und die Anzahl der Schichtfolgen sollte möglichst hoch sein.

Mit Hilfe der Matrixmethode lässt sich neben der Reflexion auch die Absorption in der aktiven Schicht einer Solarzelle mit HLS berechnen. Das linke Bild in Abbildung 3.5 zeigt die Absorption in der GaAs-Mittelzelle einer GaInP/GaAs/Ge Dreifachszelle mit und ohne HLS für zwei verschiedene GaAs-Mittelzellendicken.

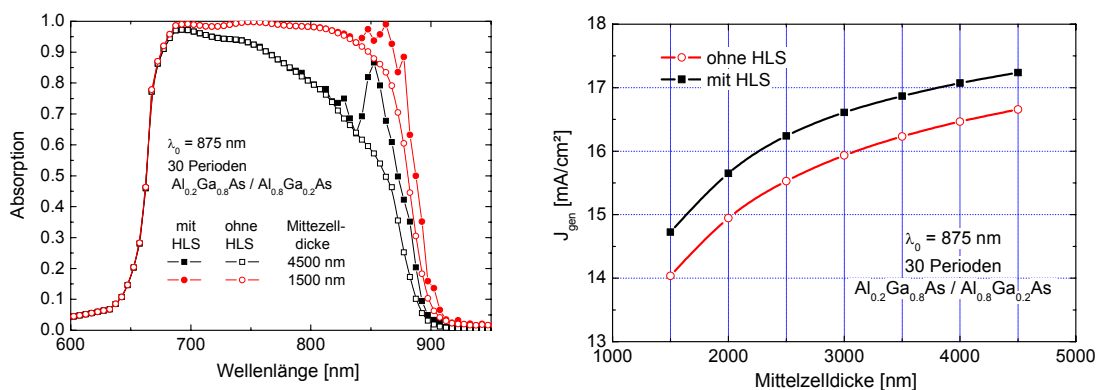


Abbildung 3.5: Absorption einer GaAs-Mittelzelle für zwei verschiedene Mittelzellendicken mit und ohne Halbleiterspiegel (HLS) (linke Seite). Absorbierte Stromdichte J_{gen} (für AM0-Spektrum, 1367 W/m^2) in der GaAs-Mittelzelle als Funktion der Mittelzellendicke für eine Zelle mit und ohne HLS (rechte Seite).

Als HLS wurde der in Abbildung 3.4 gezeigte HLS mit 30 Perioden $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ verwendet. Bei beiden Mittelzellendicken ist der Einfluss des HLS im Bereich der Bandkante von GaAs deutlich zu erkennen, wobei sich bei der dünneren Mittelzelle der Einfluss des HLS auf einen breiteren Wellenlängenbereich erstreckt. Zur Quantifizierung dieses Einflusses lässt sich die in der GaAs-Mittelzelle absorbierte Stromdichte J_{gen} durch Wichtung der Absorption f_{abs} mit dem einfallenden Spektrum $E(\lambda)$ (in diesem Fall das AM0-Spektrum [20]) folgendermaßen bestimmen:

$$J_{\text{gen}} = \frac{e}{hc} \int f_{\text{abs}} \lambda E(\lambda) d\lambda. \quad (3.3)$$

Das rechte Bild in Abbildung 3.5 zeigt J_{gen} als Funktion der Mittelzellendicke für eine Zelle mit und ohne HLS. Für beide Strukturen führt eine Reduzierung der Mittelzellendicke zu einer Verringerung von J_{gen} . Das Einbringen eines HLS erlaubt eine Reduzierung der Mittelzellendicke von 4000 nm auf 2500 nm, ohne dass es zu einer Verringerung von J_{gen} führt. Diese reduzierte Zelldicke führt wiederum bei Zellen mit geringer Ladungsträgerlebensdauer zu einer Erhöhung der Einsammelwahrscheinlichkeit und der Offenklammspannung (siehe dazu Kapitel 7).

3.3.2 Strahlverfolgung zur Modellierung optisch dicker Schichten

Für die Bestimmung der optischen Eigenschaften von optisch „dicken“ Schichten wurde in dieser Arbeit das am Fraunhofer ISE entwickelte Strahlverfolgungsprogramm *RAYN* [21] verwendet. Eine gute Übersicht verschiedener Strahlverfolgungsprogramme ist in der Dissertation von J. Dicker [22] gegeben. *RAYN* erlaubt die Beschreibung von Solarzellen mit planen Oberflächen und auch mit invertierten und zufällig verteilten Pyramiden auf der Vorderseite. Zur Berücksichtigung des Einflusses der Anti-Reflexbeschichtung wird die oben beschriebene Matrixmethode verwendet. Die Rückseite der Solarzellen wird in *RAYN* durch das *Phong*-Modell [23] beschrieben, in dem davon ausgegangen wird, dass ein Strahl mit einer wellenlängen- und einfallswinkelunabhängigen Wahrscheinlichkeit R_b an der Rückseite in einem Kegel um die Direktverteilung reflektiert wird (siehe Abbildung 3.6). Die Intensitätsverteilung ergibt sich danach zu:

$$I = I_0 \cos^w \alpha, \quad (3.4)$$

mit dem *Phong*-Exponenten w und der Winkelabweichung α zur Direktreflexion. Der *Phong*-Exponent ist dabei ein Maß für die Diffusivität der Oberfläche. Je größer der *Phong*-Exponent desto direkter ist die Reflexion, je kleiner desto diffuser die Reflexion (siehe Abbildung 3.6).

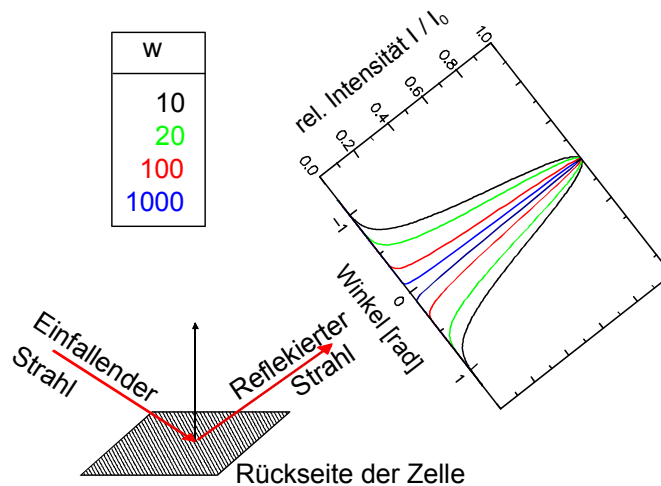


Abbildung 3.6: Skizze zur Veranschaulichung des in *RAYN* verwendeten *Phong*-Modells. Der *Phong*-Exponent w ist ein Maß für die Diffusivität der Reflexion. Je kleiner der *Phong*-Exponent desto direkter ist die Reflexion, was man an der Breite der Intensitätsverteilung um die Direktreflexion erkennen kann.

Anwendungsbeispiel: Einfluss der Rückseitenreflexion R_b auf die generierte Stromdichte J_{gen}

Die interne Reflexion spielt bei sehr dünnen Silizium-Solarzellen eine entscheidende Rolle. In Zusammenarbeit mit Daniel Kray, der im Rahmen seiner Doktorarbeit [24] sehr dünne Solarzellen hergestellt und charakterisiert hat, wurden daher die optischen Eigenschaften der internen Rückseitenreflexion von Silizium-Solarzellen untersucht

[25]. Die Aufgabe eines „optischen Systems“ auf der Rückseite ist die Maximierung der absorbierten Stromdichte J_{gen} , welche daher ein Maß für die Güte des „optischen Systems“ ist. Um den Einfluss der Rückseitenreflexion R_b und der Diffusivität zu untersuchen, wurden für 50 μm und 250 μm dünne Wafer mit invertierten Pyramiden und 105 nm thermischem Oxid als Antireflexbeschichtung RAYN-Simulationen durchgeführt. R_b wurde von 85% (Aluminium auf poliertem Silizium) bis 99% (SiO_2 und Silber auf poliertem Silizium) [25] variiert und w auf 50 bzw. 100 gesetzt. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 3.7 gezeigt. In erster Näherung sinkt J_{gen} linear mit kleiner werdendem R_b , wobei die Steigung von der Waferdicke d abhängt. Aus dem linearen Fit ergeben sich folgende Abhängigkeiten, welche eine gute Abschätzung des Einflusses von R_b auf J_{gen} ergibt:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial J_{gen}}{\partial R_b} \right|_{d=50\mu\text{m}} &= +0.128 \text{ mA/cm}^2 / \%_{abs} \\ \left. \frac{\partial J_{gen}}{\partial R_b} \right|_{d=250\mu\text{m}} &= +0.068 \text{ mA/cm}^2 / \%_{abs} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Die Simulationen zeigen, dass die 50 μm dünnen Zellen nahezu doppelt so sensitiv auf R_b sind, wie die 250 μm dünnen Zellen. Bei den dünnen Zellen wirkt sich auch der Phong-Exponent stärker auf J_{gen} aus. Für beide Zelldicken zeigt sich aber, dass eine höhere Diffusivität (ein kleinerer Phong-Exponent) zu einem höheren J_{gen} führt.

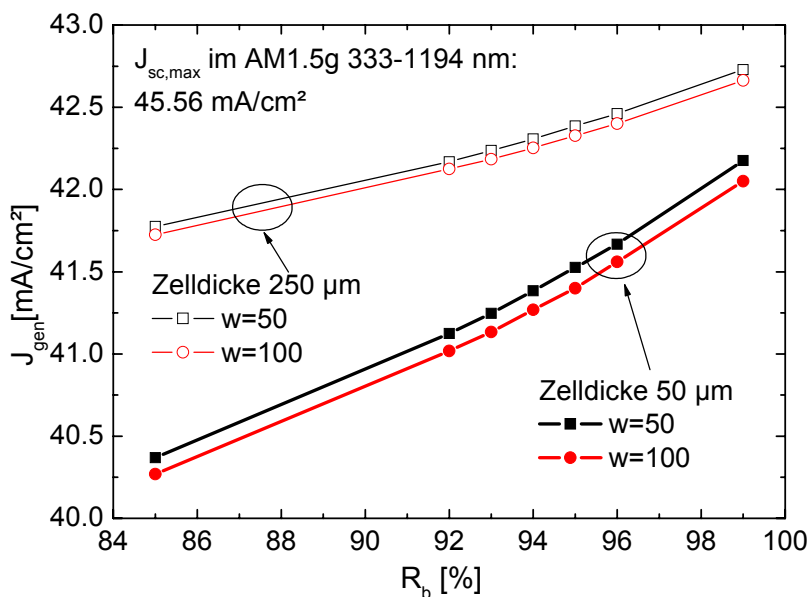


Abbildung 3.7: Einfluss der Rückseitenreflexion R_b auf die generierte Stromdichte J_{gen} für unterschiedliche Phong-Exponenten w und Zelldicken.

Aus diesen Ergebnissen lässt sich schließen, dass für ein optimiertes optisches Rückseitensystem neben einer hohen Rückseitenreflexion auch eine hohe Diffusivität sinnvoll ist.

3.4 Elektrische Halbleitermodellierung

3.4.1 Elektrische Halbleitermodellierung mit SDevice

Ziel der elektrischen Halbleitermodellierung einer Solarzelle ist die Beschreibung der physikalischen Eigenschaften anhand geeigneter Modelle. Vor allem bei komplexeren Modellen ist eine Lösung der Modelle nur noch numerisch möglich. Zur numerischen Berechnung der Solarzellencharakteristika müssen die Transportgleichungen sowie die Poissongleichung (Gleichung (2.17)-(2.19)) an diskreten Gitterpunkten im Raum gelöst werden. Das in dieser Arbeit verwendete Diskretisierungsprogramm *MESH*, welches ein Teil der Simulationssoftware *Sentaurus TCAD* [26] ist, verwendet zur Diskretisierung die sogenannte „box scheme“, welche in den Dissertationen von J.F. Bürgler [27] und G. Heiser [28] beschrieben wird. Eine Betrachtung des Einflusses der Diskretisierung bei Silizium und III-V-Solarzellen findet sich in den Dissertationen von J. Dicker [22] und G. Létyay [9].

Durch die Diskretisierung des Symmetrieelements mit N Vertizes ergibt sich ein Gleichungssystem mit $3N$ Gleichungen, wobei sich die 3 aus der Anzahl zu lösender Gleichungen ergibt, nämlich der Transportgleichungen für Elektronen und Löcher sowie der Poissongleichung (siehe Abschnitt 2.3). Die Lösung dieses Gleichungssystems erfolgt in dieser Arbeit mit dem Programm *Sentaurus Device (SDevice)* [26]. Dieses verwendet das iterative Newton-Verfahren zur Bestimmung der Lösungsvariablen. Ein Ergebnis der Halbleitersimulation ist die lokale Strom-Spannungs-Kennlinie des Symmetrieelementes, welche die physikalischen Eigenschaften des Symmetrieelements, wie beispielsweise die Serienwiderstandsverluste innerhalb des Halbleiters sowie Rekombinationseffekte beinhaltet. Neben der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Solarzelle lässt sich auch die Ladungsträgerverteilung in einem Halbleiter ohne Kontakte bestimmen, wie im folgenden Anwendungsbeispiel beschrieben wird.

Anwendungsbeispiel: Einfluss eines Emitters auf die Ladungsträgerverteilung bei orts aufgelösten Lebensdauermessungen

Bei multikristallinem Silizium kann sich die Materialqualität und damit die Minoritätsladungsträgerlebensdauer benachbarter Bereiche deutlich unterscheiden. Da sich die Materialqualität durch Getterprozesse [29] während des Herstellungsprozesses (zum Beispiel Phosphorgettern bei der Emitterdiffusion) ändert, lässt sich die für die Solarzellenkenngrößen entscheidende Minoritätsladungsträgerlebensdauer nur an

Proben mit Emitter bestimmen. Bei der Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer mit der CDI-Methode⁶ [30, 31] wird zur Berechnung der Ladungsträgerlebensdauer die integrale Ladungsträgerverteilung pro Fläche bestimmt. Ausgleichsströme im Volumen der Solarzelle beschränken bei der Messung die genaue Ortsauflösung. Bei Proben ohne Emitter sind diese Ausgleichsströme auf die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger beschränkt. Um den Einfluss des Emitters auf diese Ausgleichsströme zu untersuchen, wurden *SDevice* Simulationen an Proben mit Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerlebensdauer durchgeführt. Abbildung 3.8 zeigt die untersuchte Geometrie schematisch zusammen mit dem Ergebnis der numerischen Halbleitersimulation.

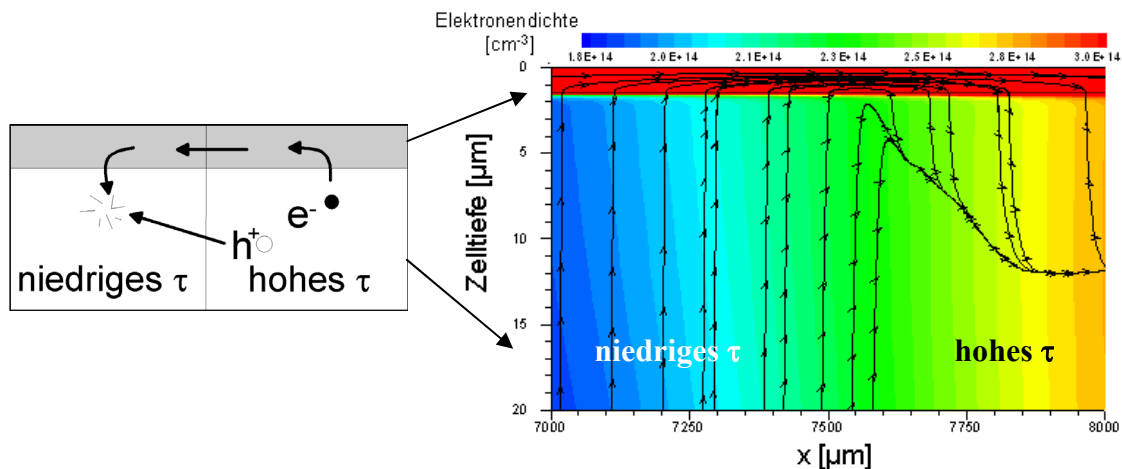


Abbildung 3.8: *SDevice*-Simulation einer Probe mit zwei unterschiedlichen Lebensdauerbereichen. Die Dichte der Elektronen ist im Emitter deutlich höher als in der Basis. In der Basis ist die Elektronendichte im Bereich hoher Lebensdauer wiederum höher als in den Bereichen niedriger Lebensdauer. Der Elektronenstromfluss von Bereichen hoher Lebensdauer in den Bereich niedriger Lebensdauer über den für die Elektronen viel leitfähigeren Emitter ist ebenfalls deutlich zu erkennen. Die Linien zeigen die technische Stromrichtung an.

Man erkennt zum einen, dass die Dichte der Elektronen im Emitter, in dem die Elektronen Majoritätsladungsträger sind, deutlich höher ist als in der Basis. In der Basis ist die Elektronendichte im Bereich hoher Lebensdauer wiederum höher als in den Bereichen niedriger Lebensdauer. Zum anderen zeigt Abbildung 3.8 den Fluss der Elektronen im Halbleiter, wobei die Pfeile die technische Stromrichtung anzeigen, d.h. die Elektronen fließen entgegen der Pfeilrichtung. Deutlich ist der Elektronenfluss von Bereichen hoher Lebensdauer in den Bereich niedriger Lebensdauer über den für die Elektronen viel leitfähigeren Emitter zu erkennen. Somit findet der größte Anteil des Ausgleichstroms über den Emitter statt, und der Bereich der Ausgleichsströme ist nicht mehr nur auf die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger beschränkt. Unter zu Hilfenahme dieser Tatsache lässt sich durch Verwendung eines in der Diplomarbeit von J.C. Goldschmidt [32] beschriebenen Verfahrens die Verteilung der effektiven Ladungs-

⁶ CDI: Carrier Density Imaging

trägerlebensdauer im Volumen aus der mit der CDI-Methode gewonnenen Ladungsträgerverteilung einer Probe mit Emitter bestimmen.

3.4.2 Optische Kopplung in Mehrschichtsystemen

Bei Verwendung des Drift-Diffusions-Modells bei der elektrischen Halbleitermodellierung wird der Ladungsträgertransport nur durch einen Gradienten in der Fermi-Energie beschrieben. Diese Beschreibung ist für alle in dieser Arbeit untersuchten Solarzellen aus Silizium ausreichend. Bei Solarzellen aus direkten Halbleitern muss jedoch in bestimmten Fällen ein zusätzlicher, rein optischer Ladungsträgertransport berücksichtigt werden: Die optische Kopplung [9]. Rekombiniert ein Elektron-Loch Paar strahlend, kann das emittierte Photon im Halbleiter wieder absorbiert werden. Dieser Prozess wird auch als Photon-Recycling bezeichnet [33]. Findet die Emission und Re-Absorption innerhalb einer Halbleiterschicht statt, kann dieser Prozess durch Einfügen eines sogenannten Photon-Recycling Faktors [33],[34] berücksichtigt werden. Dieser Photon-Recycling Faktor verlängert die Lebensdauer der strahlenden Rekombination und reduziert somit die Rekombinationsrate innerhalb der Halbleiterschicht. Findet die Emission und Absorption des Photons jedoch in unterschiedlichen Halbleiterschichten statt, so ist die Verwendung eines Photon-Recycling Faktors nicht mehr möglich. In diesem Fall spricht man von optischer Kopplung, da durch die Emission und Absorption ein rein optischer Ladungsträgertransport zwischen unterschiedlichen Halbleiterschichten stattfindet, der nicht durch das Drift-Diffusions-Modell beschrieben werden kann. Zur Berücksichtigung dieses Transportprozesses wurde im Rahmen der Dissertation von G. Létay [9] der *PLTracer* zur Berechnung dieser optischen Kopplung entwickelt. Dieses Programm bestimmt die optische Kopplungsmatrix eines Mehrschichtsystems anhand von Strahlverfolgung. Die optische Kopplungsmatrix enthält die Information, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein am Punkt y emittiertes Photon am Ort x reabsorbiert wird. Unter Kenntnis der strahlenden Rekombinationsrate lässt sich durch einfache Matrixmultiplikation die Generationsfunktion des Photon-Recycling Prozesses bestimmen. Anhand eines iterativen Verfahrens kann dann die Umverteilung von Ladungsträgern berechnet werden [9]. Die optische Kopplung führt zu einer Umverteilung von Ladungsträgern aus dem Substrat in die aktive Schicht zu einer Erhöhung der Quanteneffizienz im Bereich der Bandkante [10]. Zum anderen kann die optische Kopplung auch bei der Messung der Quanteneffizienz von sogenannten Komponentenzellen beobachtet werden, was im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit C. Baur, der die experimentelle Untersuchung durchgeführt hat, gezeigt werden konnte [35].

Anwendungsbeispiel: Optische Umverteilung in Germaniumkomponentenzellen

Bei der Untersuchung des Degradationsverhaltens von Mehrfachsolarzellen bei Bestrahlung mit Elektronen und Protonen werden auch Komponentenzellen eingesetzt. Diese unterscheiden sich zu den Mehrfachsolarzellen darin, dass nur die zu

untersuchende Teilzelle einen pn -Übergang aufweist, wohingegen die darüber bzw. darunter liegenden Schichten die gleiche Polarität aufweisen. Das bedeutet, dass alle Schichten oberhalb des n -Emitters der Komponentenzelle n -dotiert und alle unterhalb der p -Basis p -dotiert sind. Die Anzahl der Schichten, deren Dicken und Materialien entsprechen denjenigen der Mehrfachsolarzelle. Somit entspricht die Absorption in den Komponentenzellen nahezu derjenigen in der Mehrfachsolarzelle, sodass die Quanteneffizienz der Komponentenzelle und der entsprechenden Teilzelle der Mehrfachsolarzelle nahezu identisch ist. Der große Vorteil der Komponentenzellen ist, dass sich ihre Strom-Spannungs-Kennlinie messen lässt. Bei Mehrfachsolarzellen ist hingegen die direkte Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie der Teilzellen nicht möglich.

Abbildung 3.9 zeigt die gemessene externe Quanteneffizienz einer Germanium-Komponentenzelle vor und nach Bestrahlung mit 1 MeV Elektronen und einem Fluss von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (Details zur Methodik von Bestrahlungsexperimenten finden sich in Kapitel 7). Beide Messungen zeigen identische Signale oberhalb von 890 nm, was zeigt, dass die Germanium Komponentenzellen durch die Elektron-Bestrahlung nahezu keine Degradation aufweist. Vor Bestrahlung zeigt sich zusätzlich ein klares Signal auch für Wellenlängen unterhalb 890 nm. Dies ist zunächst unerwartet, da aufgrund der relativ dicken GaAs-Schicht ($\sim 4500 \text{ nm}$) und deren hohen Absorptionskoeffizienten (siehe Abbildung 2.6) alle Photonen in dem Wellenlängenbereich kleiner als 890 nm in der GaAs-Schicht oberhalb der Germanium Komponentenzellen absorbiert werden. Nach Bestrahlung ist die Quanteneffizienz im Wellenlängenbereich bis 890 nm gleich Null.

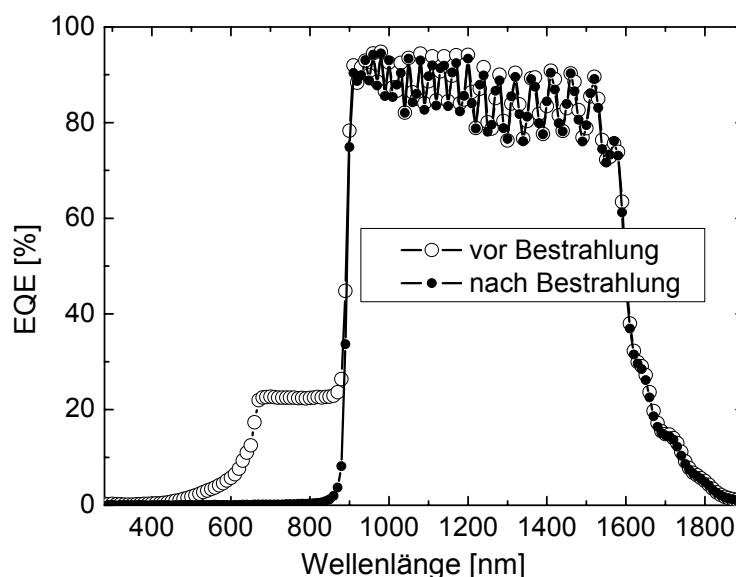


Abbildung 3.9: Gemessene externe Quanteneffizienz einer Germanium Komponentenzelle vor und nach Bestrahlung mit 1 MeV Elektronen mit einem Fluss von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Vor Bestrahlung erkennt man ein deutliches Signal im Wellenlängenbereich kleiner als 890 nm. Dieses Signal ist nach Bestrahlung nicht mehr zu sehen.

Um diesen Effekt zu analysieren, wurden *SDevice* Simulationen einer vereinfachten Struktur durchgeführt. Dabei wurde eine Germanium Komponentenzelle mit einer darüberliegenden 3000 nm dicken GaAs-Schicht untersucht. Zwischen der GaAs Schicht und der Germanium Komponentenzelle befindet sich wie in der realen Zelle eine GaInP-Schicht, die aufgrund ihrer größeren Bandlücke als Barriere für die Minoritäten eingebaut ist. Die verwendete Schichtfolge, zusammen mit dem Banddiagramm unter Beleuchtung und Kurzschlussbedingungen, ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Man erkennt deutlich die Aufspaltung der Fermi-Energien in der GaAs-Schicht, die zur Rekombination von Elektron-Loch-Paaren führt. Zusätzlich erkennt man die GaInP-Barriere, die den Fluss von Löchern, in diesem Fall den Minoritäten, ins *n*-Gebiet der Germanium Komponentenzelle verhindert. Das bedeutet, dass alle in der GaAs-Schicht generierten Elektron-Loch-Paare auch in dieser Schicht bzw. an den Grenzflächen rekombinieren müssen.

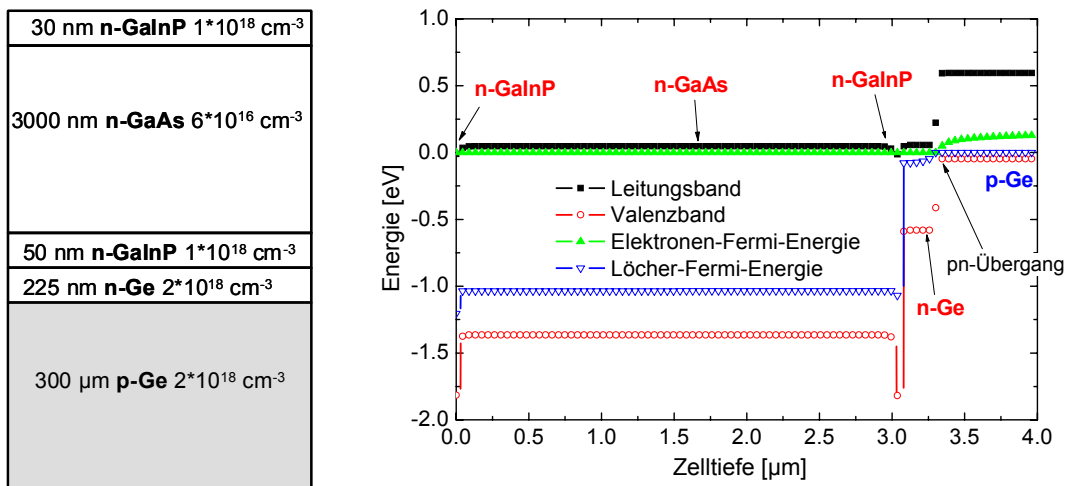


Abbildung 3.10: links: Struktur des für die Simulation verwendeten Schichtstapels; rechts: Banddiagramm der Struktur unter Beleuchtung und Kurzschlussbedingungen.

Für diese Struktur wurde nun die interne Quanteneffizienz mit und ohne Berücksichtigung der optischen Kopplung berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.11 abgebildet. Man erkennt deutlich, dass ohne Berücksichtigung der optischen Kopplung die in der GaAs-Schicht generierten Minoritäten nicht zum Strom in der Germanium-Komponentenzelle beitragen. Wird jedoch die optische Kopplung mit dem *PLTracer* berechnet und bei der Simulation berücksichtigt, ergibt sich ein deutliches Signal im Wellenlängenbereich der GaAs-Schicht. Dies zeigt, dass das in Abbildung 3.9 zu sehende Signal bei der Messung vor Bestrahlung nur durch optische Kopplung aus der GaAs-Schicht herrühren kann. Dass das Signal bei der Messung der Zelle nach Bestrahlung nicht mehr zu sehen ist, lässt sich dadurch erklären, dass die SRH-Lebensdauer in GaAs durch die Bestrahlung mit Elektronen stark verringert wird (siehe Abschnitt 7.1). Durch eine kürzere SRH-Lebensdauer erhöht sich jedoch die SRH-Rekombinationsrate was zu einer Reduzierung der Überschussladungsträgerdichte führt.

Diese geringere Überschussladungsträgerdichte verringert wiederum die strahlende Rekombinationsrate, was zu einer Reduzierung der optischen Umverteilung führt.

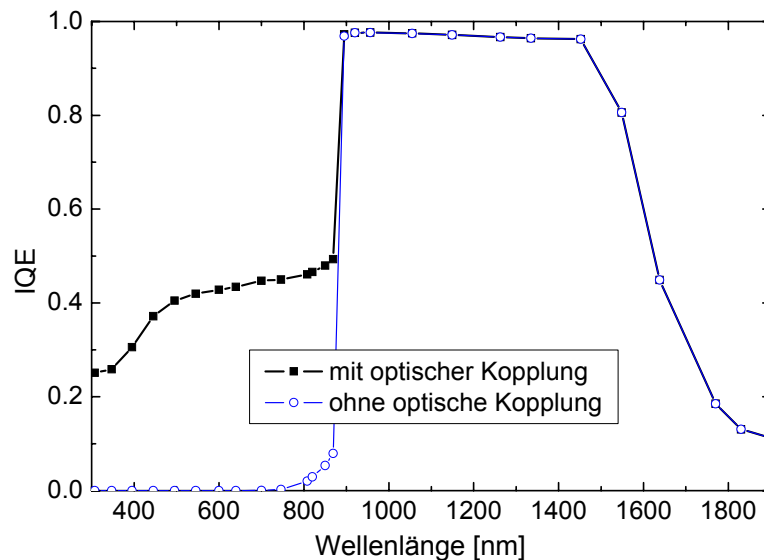


Abbildung 3.11: Simulierte IQE der Schichtstruktur aus Abbildung 3.10. Bei der Simulation wurde einmal die optische Kopplung berücksichtigt (ausgefüllte Symbole) und einmal nicht (offene Symbole).

Das bedeutet, dass die Signalhöhe im Wellenlängenbereich der GaAs-Schicht ein Maß für die Materialqualität der GaAs-Schicht ist. Abbildung 3.12 zeigt die simulierte interne Quanteneffizienz der Struktur aus Abbildung 3.10 als Funktion der SRH-Lebensdauer in der GaAs Schicht.

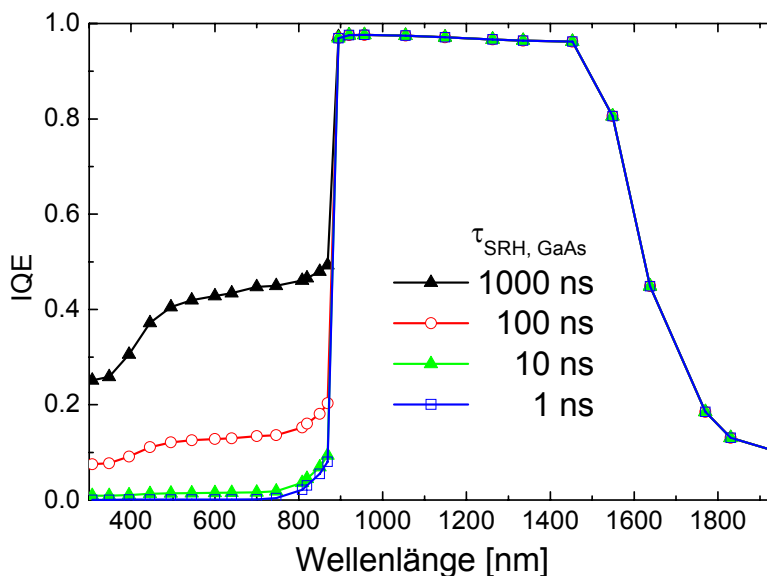


Abbildung 3.12: Interne Quanteneffizienz der Struktur aus Abbildung 3.10 als Funktion der SRH-Lebensdauer in der GaAs Schicht. Durch Reduzierung der SRH-Lebensdauer verringert sich das IQE-Signal im Bereich der GaAs-Mittelzelle, da der Anteil an nicht-strahlender Rekombination zunimmt, sodass der Anteil an strahlender Rekombination abnimmt.

Die Lebensdauer der strahlenden Rekombination beträgt bei der verwendeten Dotierung 83 ns (siehe Abschnitt 2.4.1). Deutlich zu erkennen ist, dass bei Lebensdauern unter 10 ns die optische Umverteilung nahezu ausgeschaltet ist, sodass die SRH-Rekombination der dominierende Rekombinationsmechanismus ist. Unter Verwendung solch einer Struktur lässt sich somit die Materialqualität einer Schicht durch eine einfache Messung der Quanteneffizienz qualitativ schnell bestimmen.

Diese Untersuchungen zeigen, dass die optische Umverteilung von Ladungsträgern bei der Untersuchung von Solarzellen aus III-V-Halbleitern in bestimmten Fällen nicht vernachlässigt werden kann.

3.5 Elektrische Netzwerkmodellierung

Bei den numerischen Halbleitersimulationen wurden nur Effekte innerhalb des Halbleiters berücksichtigt. Um Widerstandsverluste durch die Metallisierung sowie den Einfluss großflächiger Inhomogenitäten mit in die Modellierung einzubeziehen, können die lokalen Strom-Spannungs-Kennlinien mit einem Widerstandsnetzwerk verbunden werden und somit die Gesamtkennlinie einer Solarzelle bestimmt werden [36, 37]. Wichtig dabei ist die Tatsache, dass bei einer Netzwerksimulation nur Majoritätsströme betrachtet werden und laterale Ausgleichströme nur über das Widerstandsnetzwerk stattfinden. Ausgleichströme von Minoritäten, zum Beispiel in der Basis, werden in der Netzwerksimulation nicht berücksichtigt [22, 38]. Neben der Bestimmung der Gesamtkennlinie einer Solarzelle lässt sich mit Hilfe der Netzwerksimulation auch die Spannungsverteilung einer Solarzelle aufgrund lokaler Inhomogenitäten bestimmen, wie im folgenden Anwendungsbeispiel gezeigt wird.

Anwendungsbeispiel: Bestimmung der lokalen Spannungsverteilung einer Solarzelle

Zur Bestimmung von orts aufgelösten Verlustströmen gibt es verschiedene messtechnische Methoden, die unterschiedliche physikalische Größen messen. Mit der Photo-Lumineszenz (PL) Methode misst man zum Beispiel die durch strahlende Rekombination emittierten Photonen und lässt damit Rückschlüsse auf die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Energien und damit der lokalen Spannung, zu [39]. Mit der Hellthermographie Methode (ILIT⁷) misst man hingegen die Verteilung der Leistungsverluste durch Messung der durch Wärmestrahlung abgeführten Leistung [40]. Abbildung 3.13 zeigt den Vergleich zwischen einer ILIT- und einer PL-Messung eines Ausschnittes einer industriellen multikristallinen Solarzelle mit einer Größe von 125 x 125 mm².

⁷ ILIT: Illuminated Lock-In Thermographie

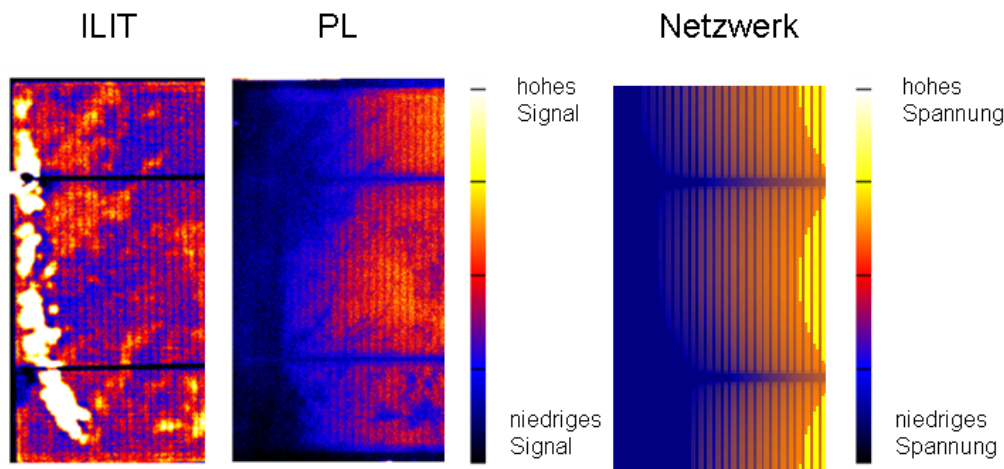


Abbildung 3.13: Ausschnitte einer V_{OC} -ILIT-Aufnahme und einer PL-Aufnahme einer multikristallinen Solarzelle mit einer Größe von $125 \times 125 \text{ mm}^2$. Die ILIT-Aufnahme zeigt neben den für multikristallines Material üblichen unterschiedlich rekombinationsaktiven Körnern, einen ausgeprägten starken Shunt am linken Rand der Solarzelle. Bei der PL-Aufnahme zeigt hingegen der gesamte linke Bereich ein niedrigeres Signal. Die Netzwerksimulation zeigt die lokale Spannungsverteilung unter Verwendung einer homogenen Lebensdauer- und einer Shunt-Verteilung, die aus der ILIT-Messung extrahiert wurde.

Die ILIT-Aufnahme zeigt neben den für multikristallines Material üblichen unterschiedlich rekombinationsaktiven Körnern einen ausgeprägten starken Shunt am linken Rand der Solarzelle. Betrachtet man diesen Bereich in der PL-Aufnahme, so zeigt der gesamte linke Bereich ein niedrigeres Signal, sodass eine Unterscheidung zwischen unterschiedlichen Strukturen wie in der ILIT-Aufnahme nicht möglich ist. Die geometrische Position des Shunts ist in der PL-Aufnahme nicht zu erkennen. Da das Signal der PL-Aufnahme mit der lokalen Spannung der Solarzelle korreliert, ist die Spannung in einem größeren Bereich um den lokalisierten Shunt reduziert. Es kommt also zu einer Art Verschmierung.

Um dies zu verifizieren, wurde eine Netzwerksimulation der gesamten Solarzelle durchgeführt. Zur Vereinfachung wurde eine homogene Ladungsträgerlebensdauer- und eine Shunt-Verteilung angenommen und die lokalen IV-Kennlinien mit PCID [41] bestimmt. Die geometrische Form des Shunts wurde aus der ILIT-Messung extrahiert. Das Ergebnis der Netzwerksimulation in Abbildung 3.13 entspricht der PL-Messung qualitativ. Durch das laterale Serienwiderstandsnetzwerk aus Emitter und Metallisierung verteilt sich der Spannungsabfall, der durch den lokalen Shunt entsteht, in einen größeren Bereich um den Shunt. Dies führt zu einer reduzierten lokalen Spannung, was dazu führt, dass ein bestimmter Bereich um den lokalen Shunt ein niedrigeres PL-Signal aufweist. Die Ausprägung des Verschmierens der Spannungsverteilung hängt stark von dem Serienwiderstandsnetzwerk und damit von dem Emitter und Metallisierung ab. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Untersuchung, die in Zusammenarbeit mit M. Kasemann und M. Köber entstanden ist, ist in [42] veröffentlicht.

3.6 Die Simulationsumgebung *PVObjects*

Um den in Abbildung 3.3 beschriebenen komplexen Simulationsablauf zu vereinheitlichen und zu automatisieren, wurde am Fraunhofer ISE die Simulationsumgebung *PVObjects* entwickelt. Seit 1999 ist durch die Beiträge von J.O. Schuhmacher, Jochen Dicker, Daniel Biro, Jens Sölter, Gergö Létay und dem Autor dieser Arbeit ein sehr umfangreiches Simulationswerkzeug entstanden. Die Aufgabe von *PVObjects* ist die Steuerung der diversen Simulationsprogramme sowie die Aufbereitung der Simulationsergebnisse. *PVObjects* ist somit die Schnittstelle zwischen den einzelnen Programmen untereinander sowie zwischen Benutzer und den Simulationsprogrammen. *PVObjects* ist unter der funktionalen Programmiersprache *Mathematica* [43] implementiert worden. Der Name *PVObjects* beruht auf dem objektorientierten Ansatz, der der Umgebung zugrunde liegt. Der große Vorteil der objektorientierten Programmierung ist die Möglichkeit zur Zusammenfassung von Datenelementen und Funktion zu *Objekten* und die Vererbung von *Methoden*. Dies erlaubt die Definition von abstrakten übergeordneten *Superklassen*, in welchen Gemeinsamkeiten verschiedener Klassen zusammengefasst werden können. Die von einer *Superklasse* vererbten Methoden lassen sich in den Unterklassen neu definieren, sodass eine Methode angewandt auf verschiedene Objekte unterschiedliche Ergebnisse liefern kann. Ein Beispiel des Zusammenspiels der unterschiedlichen Objekte im Fall der Berechnung einer Hellkennlinie ist in Abbildung 3.14 gezeigt.

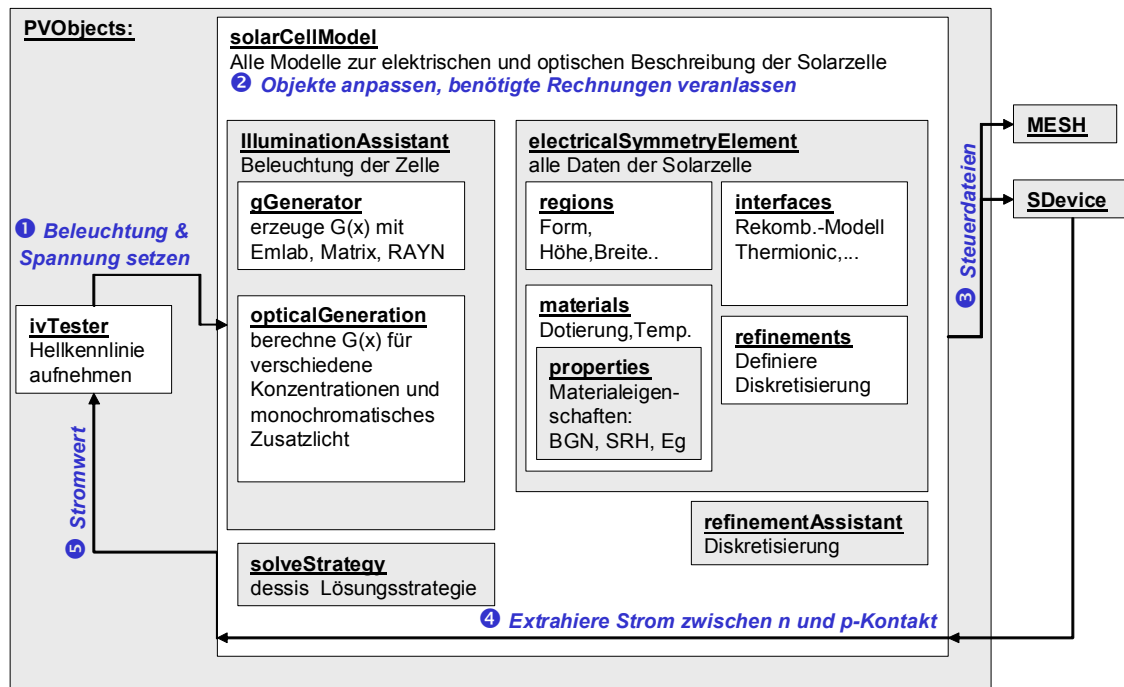


Abbildung 3.14: Zusammenspiel der einzelnen Objekte bei der Berechnung eines Strom-Spannungspunktes einer Hellkennlinie (nach [9]).

Mit der Methode *ivSweep* des Objekts *ivTester* wird die Berechnung der Hellkennlinie ausgelöst. Dies führt zu einer Abfolge von Maßnahmen, die im Hintergrund ablaufen:

1. Der *ivTester* teilt dem Solarzellenmodell (*solarCellModel*) mit, bei welcher Beleuchtung und bei welcher Spannung der Strom des Modells berechnet werden soll.
2. Das Solarzellenmodell beinhaltet die für die Simulation notwendigen Objekte. Es passt die Objekte nach Angaben des *ivTester* an und sammelt die für die Berechnung notwendigen Daten von ihren Objekten.
3. Anschließend werden die für *MESH* und *SDevice* notwendigen Steuer- und Parameterdateien geschrieben und die Berechnungen gestartet.
4. Das Solarzellenmodell wartet auf die Ergebnisse der externen Programme und liest diese ein und extrahiert daraus den Strom zwischen *n*- und *p*-Kontakt.
5. Der extrahierte Stromwert wird zum Schluss vom Solarzellenmodell wieder an den *ivTester* zurückgegeben und die Berechnung des nächsten Spannungswertes veranlasst.

Mit dieser Simulationsumgebung steht eine sehr umfangreiche und automatisierte Simulationsumgebung zur Verfügung, die eine schnelle Implementierung neuer Strukturen erlaubt und die notwendigen Routinen zur Charakterisierung einer Solarzelle bereit hält.

Diese Umgebung wird in den folgenden Kapiteln verwendet, um Solarzellen aus unterschiedlichen Materialien und unterschiedlicher Strukturen zu analysieren und zu optimieren.

4 Analyse der physikalischen Eigenschaften verschiedener Rückseitenkontaktierungen

In diesem Kapitel werden die optischen und elektrischen Eigenschaften von Zellen mit verschieden kontaktierter Rückseite miteinander verglichen. Dazu werden die Quanteneffizienz und die Reflexion mit verschiedenen Methoden analysiert und die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit sowie die interne Reflexion der verschiedenen Rückseiten quantifiziert. Mit den gewonnenen Ergebnissen werden die Wirkungsgradverluste aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der verschiedenen Zellen bestimmt. Zum Schluss werden die Ergebnisse dazu verwendet, um das Potential der einzelnen Zelltypen hinsichtlich dünner Zelldicken zu bestimmen.

4.1 Motivation

Die ideale Rückseite einer beidseitig kontaktierten Silizium-Solarzelle muss folgende Eigenschaften besitzen:

1. Minimale Rekombination an der Oberfläche: Die Rekombination an der Rückseite einer Solarzelle führt zu einer erhöhten Dunkelsättigungsstromdichte J_{0b} und damit zu einer Erniedrigung der Offenklemmspannung (siehe Gleichung (2.46)). Zum anderen reduziert sie die effektive Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger und damit die Kurzschlussstromdichte.
2. Maximale interne Reflexion: Um die Absorption im Silizium, und damit die Kurzschlussstromdichte zu maximieren, müssen vor allem langwellige Photonen einen möglichst langen Weg im Silizium zurücklegen. Dazu muss die interne Reflexion der Rückseite für langwellige Photonen sehr hoch sein.
3. Minimierung des elektrischen Widerstands: Ohmsche Verluste aufgrund des Kontaktwiderstandes, der Querleitung in der Basis sowie Current Crowding Effekte [44] führen zu einer Reduzierung der maximalen Leistung.

Die Standard-Rückseite von industriell hergestellten kristallinen Silizium-Solarzellen ist das Aluminium „Back-Surface Field“ (Alu-BSF) [45]. Zur Herstellung einer solchen Rückseite wird mit Hilfe eines Siebdruckverfahrens eine aluminiumhaltige Paste auf die Rückseite der Solarzelle aufgebracht. Das Aluminium wird dann in einem

Hochtemperaturschritt in das Silizium einleiert, wodurch eine hochdotierte p^{++} -Schicht entsteht [45] [46]. Diese führt zu einer Passivierung der metallisierten Rückseite und reduziert die elektrischen Widerstandsverluste. Allerdings ist die Qualität der Passivierung sowie die interne Reflexion einer solchen Rückseite nicht optimal.

Im Vergleich dazu ist die Rückseite einer höchsteffizienten Laborzelle (LBSF/PERL⁸ [47, 48]) mit einer dielektrischen Schicht passiviert, die nur lokal geöffnet ist, um die Solarzelle zu kontaktieren. Zur zusätzlichen Reduzierung der Rekombination an den Metallöffnungen und zur Verringerung des Kontaktwiderstandes sind über den lokalen Metallöffnungen hochdotierte Schichten eindiffundiert. Diese Rückseite erfüllt alle drei wichtigen Kriterien einer idealen Rückseite von Silizium-Solarzellen.

Neben diesen beiden Kontaktierungsmethoden gibt es noch weitere Methoden zur Kontaktierung der Rückseite. In der vorliegenden Arbeit werden die elektrischen und optischen Eigenschaften verschiedener Zellrückseiten mit unterschiedlichen Methoden analysiert und quantifiziert. Die Ergebnisse dieser Analyse werden zum Schluss dazu verwendet, die Potentiale der verschiedenen Zellrückseiten hinsichtlich dünnerer Zelldicken aufzuzeigen.

4.2 Untersuchte Zellstrukturen und Zellergebnisse

4.2.1 Untersuchte Zellstrukturen

In der vorliegenden Arbeit wurden Solarzellen mit verschiedenen kontaktierten Rückseiten untersucht. Abbildung 4.1 zeigt die Skizzen der untersuchten Zellrückseiten.

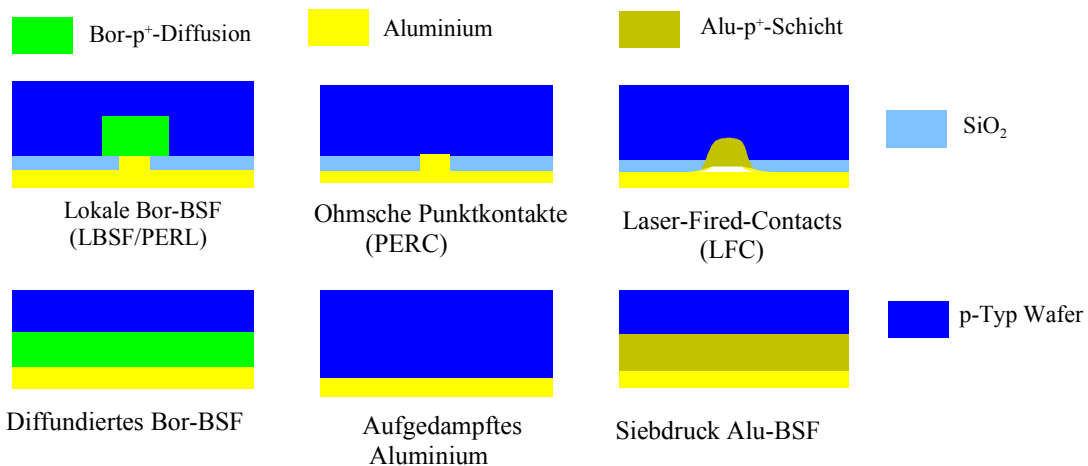


Abbildung 4.1: Skizze der verschiedenen untersuchten Rückseiten. In der oberen Reihe sind Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite und lokalen Metallkontakten skizziert, in der unteren Reihe Zellen mit ganzflächig kontaktierter Rückseite.

⁸ LBSF/PERL: Local Back Surface Field / Passivated Emitter and Rear Locally Diffused.

Untersucht wurden zum einen Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite und lokalen Punktkontakten: LBSF/PERL-Zellen, PERC⁹-Zellen mit lokalen ohmschen Punktkontakten und Zellen mit lasergefeuerten Kontakten (LFC¹⁰) [49] (obere Reihe in Abbildung 4.1). Zum anderen wurden Zellen mit ganzflächig kontaktierter Rückseite untersucht: Zellen mit ganzflächig diffundiertem Bor-BSF, Zellen mit aufgedampftem Aluminium und Zellen mit Siebdruck Alu-BSF (untere Reihe in Abbildung 4.1).

Alle Zellen wurden auf 250 µm dünnem *p*-Typ Float-Zone (FZ) Material mit spezifischen Basiswiderständen zwischen 0.5 Ωcm und 10 Ωcm hergestellt. Auf der Vorderseite aller Zellen befindet sich ein 120 Ω/sqr. Phosphor dotierter Emitter, der mit 105 nm thermischem Oxid passiviert wurde. Die Finger sind aufgedampft und mit Silber galvanisch verstärkt. Zur Verringerung der primären Reflexion und zur Erhöhung der internen Reflexion wurde die Vorderseite mit invertierten Pyramiden texturiert. Mit dieser Vorderseite und dem verwendeten Basismaterial ist sichergestellt, dass die Leistungsparameter der Solarzelle hauptsächlich durch die Rückseite der Solarzelle bestimmt sind.

4.2.2 Experimentelle Ergebnisse der untersuchten Zellstrukturen

Um einen Überblick über die Ergebnisse der untersuchten Zellen zu geben, sind in Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3 die Mittelwerte und Standardabweichungen der Hellkennlinienparameter aller Solarzellen aufgetragen. Für die Mittelung standen pro Messpunkt zwischen 2 und 7 Zellen zur Verfügung.

In Abbildung 4.2 sind die Hellkennlinienparameter der Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite und Punktkontakten für unterschiedliche Basisdotierungen zusammengefasst. Betrachtet man nun die Kurzschlussstromdichten der unterschiedlichen Zellen (Diagramm links oben in Abbildung 4.2), zeigt sich, dass die Unterschiede zwischen den Solarzellen mit verschiedenen punktkontaktierten Rückseiten sehr gering sind. Die Schwankungen innerhalb einer Zellstruktur und untereinander rühren hierbei insbesondere durch Prozessschwankungen bei der Texturierung und der Oxidabscheidung her. Insgesamt ist aber bei allen Zellstrukturen ein Anstieg der Kurzschlussstromdichte mit sinkender Basisdotierung zu erkennen. Dies lässt sich mit dem Anstieg der Diffusionslänge aufgrund des Anstiegs der Mobilität der Minoritätsladungsträger und damit der Diffusionskonstante erklären.

⁹ PERC: Passivated Emitter and Rear Cell

¹⁰ LFC: Laser-Fired Contacts

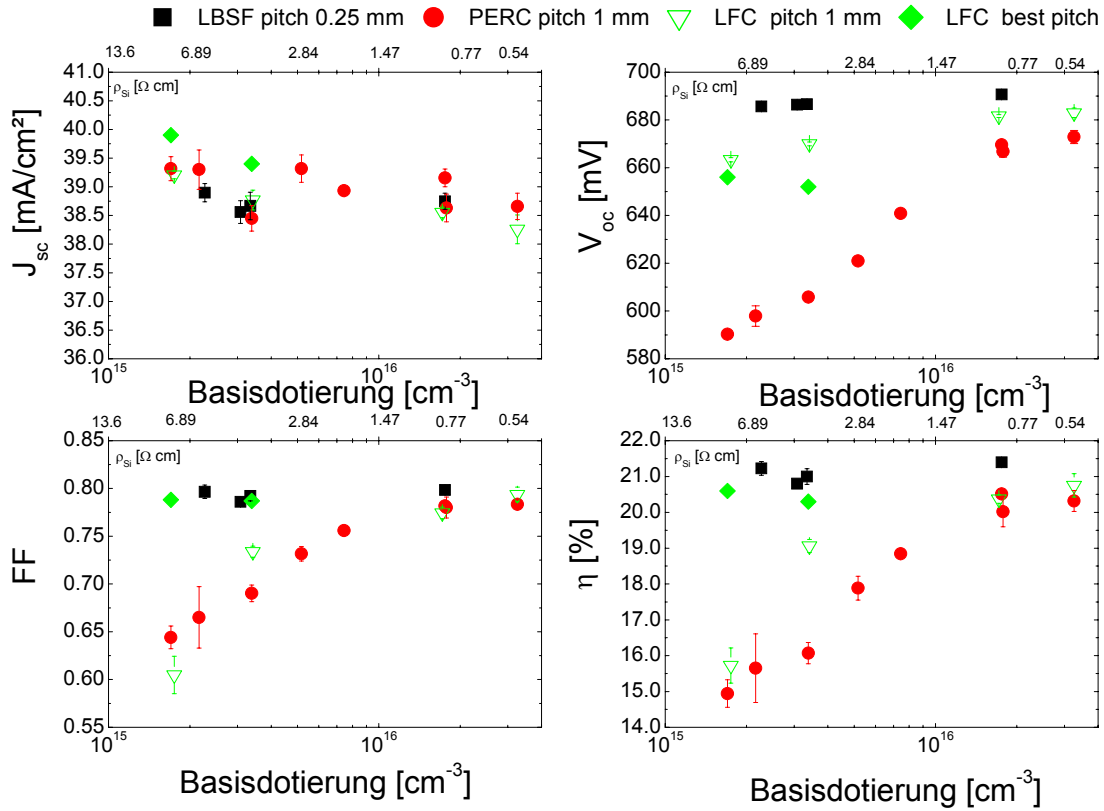


Abbildung 4.2: Hellkennlinienparameter der Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite und Punktkontakten für unterschiedliche Basisdotierungen. Der „pitch“ ist der Punktabstand zwischen den Metallkontakten. Die LFC-Zellen mit „best pitch“ haben unterschiedlichen Pitchabstand, wobei sich das „best“ auf den maximalen Wirkungsgrad bezieht.

Bei der Offenklemspannung (Diagramm rechts oben in Abbildung 4.2) zeigen sich hingegen deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Zelltypen. Bei hohen Basisdotierungen ist der Unterschied zwischen den Zelltypen noch sehr gering. Geht man hingegen zu kleinen Basisdotierungen, zeigen die PERC-Zellen, also die Zellen ohne Hochdotierung über den metallischen Punktkontakten, einen deutlichen Abfall der Offenklemspannung. Dies lässt sich zum einen mit der Zunahme der Dunkelsättigungsstromdichte der Basis, J_{0b} erklären. Mit der normierten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $s = SL_e/D_e$ und der Dicke der Basis W_b ergibt sich die Dunkelsättigungsstromdichte der Basis J_{0b} zu [50]:

$$J_{0b} = \frac{qn_i^2 D_e}{N_A L_e} \underbrace{\left\{ \frac{s + \tanh \frac{W_b}{L_e}}{1 + s \tanh \frac{W_b}{L_e}} \right\}}_{\text{Geometriefaktor}} \quad (4.1)$$

Für den Fall sehr hoher Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten, was bei den metallischen Flächen der ohmschen Punktkontakte zutrifft, lässt sich Gleichung (4.1) vereinfachen und die Dunkelsättigungsstromdichte der Basis über den Kontakten [51] ergibt sich zu:

$$J_{0b} = \frac{qn_i^2 D_e}{N_A L_e} \coth\left(\frac{W_b}{L_e}\right) \quad (4.2)$$

Bei einer Verringerung der Dotierkonzentration N_A erhöht sich somit die Dunkelsättigungsstromdichte J_{0b} und damit verringert sich die Offenklemmspannung.

Zur Berechnung der Dunkelsättigungsstromdichte einer Zelle mit Hochdotierung über den Metallkontakten lässt sich die normierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s in Gleichung (4.1) folgendermaßen ersetzen [51]:

$$s = \frac{N_A}{N_{A^+}} \frac{D_{e^+}}{D_e} \frac{L_e}{L_{e^+}} \frac{\frac{S_{met} L_{e^+}}{D_{e^+}} + \tanh\left(\frac{W_{e^+}}{L_{e^+}}\right)}{1 + \frac{S_{met} L_{e^+}}{D_{e^+}} \tanh\left(\frac{W_{e^+}}{L_{e^+}}\right)}. \quad (4.3)$$

S_{met} ist dabei die Rekombinationsgeschwindigkeit an den Kontakten und L , W und D die Diffusionslänge, Tiefe und Diffusionskonstante der Basis (N_A) und des hochdotierten Bereiches (N_{A^+}). Betrachtet man nun Gleichung (4.1) und (4.3), erkennt man, dass durch die Hochdotierung die Dunkelsättigungsstromdichte drastisch reduziert wird, und damit im Gegensatz zu Gleichung (4.2) die Abhängigkeit von der Dotierkonzentration N_A stark reduziert wird.

Der Verlauf der Füllfaktoren (Diagramm links unten in Abbildung 4.2) zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Offenklemmspannung. Bei hohen Basisdotierungen unterscheiden sich die Füllfaktoren der einzelnen Zellen nur wenig voneinander, da bei hohen Basisdotierungen der Serienwiderstand hauptsächlich durch den Serienwiderstand des Emitters bestimmt wird. Bei geringeren Basisdotierungen kann jedoch die Querleitfähigkeit im Basismaterial und der Kontaktwiderstand des Basiskontaktes zum dominierenden Serienwiderstandsverlust werden. Dies ist an dem mit sinkender Basisdotierung geringer werdendem Füllfaktor bei den Zellen mit großem Punktabstand (1 mm) zu erkennen. Wird der Punktabstand verringert (LFC „best pitch“ und LBSF pitch = 250 μm) verringert sich auch der Serienwiderstandsverlust und damit auch der Füllfaktorverlust.

Insgesamt zeigt der Wirkungsgrad der Zellen mit Hochdotierung über den metallischen Punktkontakten und angepassten Punktabständen nahezu keinen Einfluss von der Basisdotierung mit Werten deutlich über 20%. Die Zellen ohne Hochdotierung über den metallischen Punktkontakten (PERC) hingegen zeigen einen deutlichen Einbruch im Wirkungsgrad mit sinkender Basisdotierung, was sich hauptsächlich auf den

beschriebenen Einfluss der Dunkelsättigungsstromdichte und der Querleitfähigkeit in der Basis zurückführen lässt.

Die Hellkennlinienparameter der Zellen mit ganzflächiger Kontaktierung der Rückseite sind in Abbildung 4.3 aufgetragen. Bei den Kurzschlussstromdichten der unterschiedlichen Zellen ist ebenfalls der Einfluss der Basisdotierung wie bei den Zellen mit Punktkontaktierung zu erkennen. Die Kurzschlussstromdichte der Zellen mit Siebdruck Alu-BSF ist signifikant geringer als bei den Zellen mit Bor-BSF und aufgedampftem Aluminium.

Bei den Offenklemmspannungen ist wiederum der starke Einfluss der Basisdotierung bei den Zellen ohne Hochdotierung über dem Metallkontakt auf der Rückseite zu erkennen. Wie schon bei den Kurzschlussstromdichten sind die Werte der Zellen mit Siebdruck Alu-BSF deutlich geringer als bei den Zellen mit Bor-BSF. Des Weiteren sind die Offenklemmspannungen der Zellen mit Siebdruck Alu-BSF sehr gering. Der Grund für diese niedrigen Offenklemmspannungen wird im Folgenden noch untersucht.

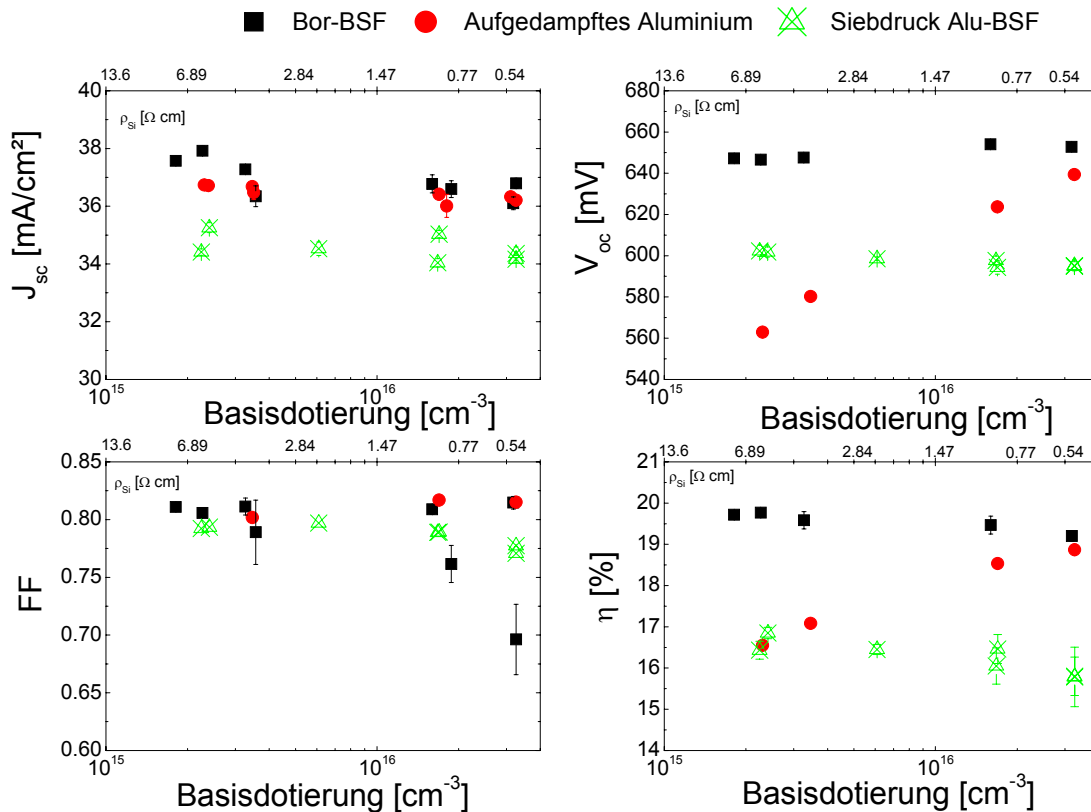


Abbildung 4.3: Hellkennlinienparameter der Zellen mit ganzflächiger Kontaktierung der Rückseite mit unterschiedlichen Basisdotierungen.

Aufgrund der ganzflächigen Metallisierung auf der Rückseite spielen die Querleitfähigkeit in der Basis und der Kontaktwiderstand des Basiskontaktes für den Füllfaktor der Zellen keine Rolle. Bei diesen Zellen ist der Serienwiderstand allein durch die Vorderseite, die bei allen Zellen gleich ist, bestimmt. Daher zeigen auch alle

Zellstrukturen Füllfaktoren um die 80%, unabhängig von der Basisdotierung. Damit ist der Wirkungsgrad der Zellen hauptsächlich durch das Verhalten der Offenklemspannung und der Kurzschlussstromdichte bestimmt.

Um die Zellen nun genauer zu analysieren, wurden für die verschiedenen Rückseitentypen die Quanteneffizienz und die Reflexion von Zellen mit $\sim 1 \Omega\text{cm}$ spezifischem Basiswiderstand gemessen. Durch die tiefenabhängige Absorption von Photonen in Halbleitern erhält man mit einer wellenlängenabhängigen Messmethode Aussagen über unterschiedliche Zellbereiche. Da zum Beispiel die Eindringtiefe eines Photons mit einer Wellenlänge von 500 nm nur $0,7 \mu\text{m}$ ist, ist die interne Quanteneffizienz in diesem Wellenlängenbereich nur durch die Rekombinationseigenschaften der Vorderseite bestimmt. Die Quanteneffizienz bei Anregung mit langwelligen Photonen hingegen ist durch die Rekombinationseigenschaften des Volumens und der Rückseite bestimmt. Daher eignet sich die interne Quanteneffizienz sehr gut, um Einflüsse unterschiedlicher Zellregionen voneinander zu unterscheiden. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.4 gezeigt.

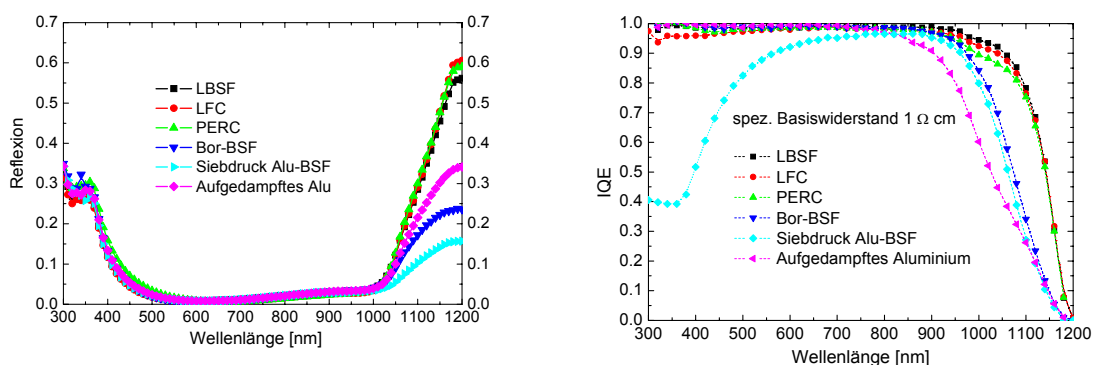


Abbildung 4.4: Gemessene Reflexion (linke Seite) und dazugehörige interne Quanteneffizienz (rechte Seite) der Zellen mit einem spezifischen Basiswiderstand von $1 \Omega\text{cm}$ und den unterschiedlichen Rückseitenkontaktierungen.

Betrachtet man nun zuerst die Reflexion der unterschiedlichen Zellstrukturen (linke Seite von Abbildung 4.4), so erkennt man, dass sich diese erst für Wellenlängen über 1000 nm unterscheiden. Die Eindringtiefe bei dieser Wellenlänge ist ungefähr $200 \mu\text{m}$. Bis zu dieser Wellenlänge ist die Reflexion nur von der Texturierung und der Antireflexbeschichtung der Vorderseite abhängig. Der Vergleich der Reflexion zeigt also, dass die Zellen eine optisch nahezu identische Vorderseite aufweisen.

Photonen mit einer Wellenlänge über 1000 nm werden in Silizium so schwach absorbiert, dass die Photonen zum Teil an der Rückseite reflektiert werden und wiederum ein Teil davon aus der Zelle austritt. Daher ist der Wellenlängenbereich zwischen 1000 nm und 1200 nm von der internen Reflexion an der Rückseite und der internen Reflexion an der Vorderseite abhängig. Man erkennt in Abbildung 4.4 deutlich, dass die Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite relativ ähnliche, jedoch deutlich höhere Reflexionen aufweisen, als die Zellen mit ganzflächiger Kontaktierung.

Betrachtet man die interne Quanteneffizienz auf der rechten Seite von Abbildung 4.4, so zeigt sich, dass die verschiedenen Rückseiten im langwelligen Bereich oberhalb 900 nm deutliche Unterschiede aufweisen. Man erkennt wiederum, dass die Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite deutlich höhere Werte aufweisen als die Zellen mit ganzflächiger Kontaktierung.

Im kurzwelligen Bereich unter 800 nm, haben alle Zellen, mit Ausnahme der Zelle mit Siebdruck Alu-BSF, eine interne Quanteneffizienz von nahezu 1. Dies zeigt, dass die Passivierung der Vorderseite dieser Zellen exzellent ist, und beinahe alle absorbierten Photonen zur Kurzschlussstromdichte beitragen. Die interne Quanteneffizienz der Zelle mit Siebdruck Alu-BSF zeigt hingegen deutlich geringere Werte im kurzwelligen Bereich. Dies lässt darauf schließen, dass die Vorderseitenpassivierung bei diesen Zellen nicht optimal ist. Diese schlechte Vorderseitenpassivierung bedeutet aber, dass die Hellkennlinienparameter der Siebdruck Alu-BSF Zellen nicht direkt mit den anderen Zelltypen verglichen werden können, da ein Teil der in Abbildung 4.3 beobachteten geringen Kurzschlussstromdichte und Offenklemspannung von der Vorderseite herrühren kann. Um die Qualität der Passivierung auf der Vorderseite zu analysieren, wurde mit *PCID* [41] die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch Anpassung der Simulation an die gemessene externe Quanteneffizienz der Zelle mit Siebdruck Alu-BSF bestimmt. Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich der simulierten und gemessenen externen Quanteneffizienz.

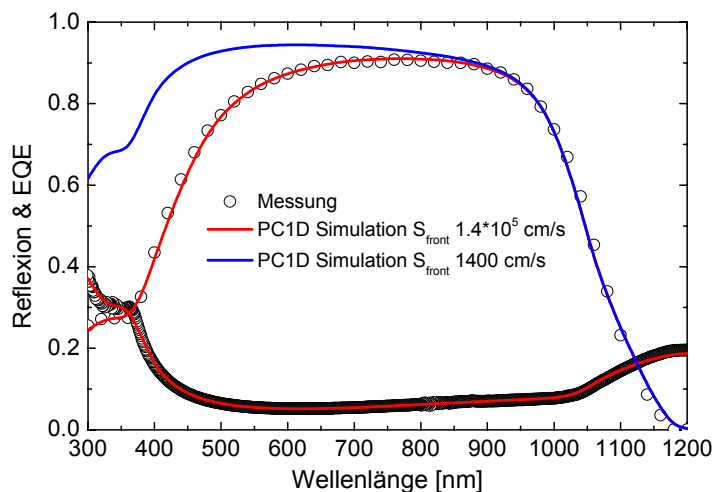


Abbildung 4.5: Gemessene und simulierte externe Quanteneffizienz und Reflexion der Zelle mit siebgedrucktem Alu-BSF. Simuliert wurde einmal eine Vorderseite mit optimaler Passivierung und einmal mit reduzierter Passivierungsqualität.

Die Anpassung mit *PCID* ergab, dass die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Vorderseite $S_{\text{front}} = 1.4 \cdot 10^5$ cm/s beträgt. Der für den verwendeten Emitter bei Oxidpassivierung übliche Wert der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beträgt jedoch nur $S_{\text{front}} = 1400$ cm/s [52]. Da die Oxidpassivierung bei den Zellen mit Siebdruck Alu-BSF und den Zellen mit aufgedampften Aluminium in derselben Charge

stattfind, und die Passivierungsqualität bei den Zellen mit aufgedampftem Aluminium sehr gut war, muss die Passivierung beim letzten Prozessschritt, dem Feuern des Alu-BSFs degradiert sein. Bei der Prozessierung der Zellen mit Siebdruck Alu-BSF war das Feuern der Rückseite der letzte Prozessschritt. Für das Einlegieren des Alu-BSF wurde das RTP¹¹-Verfahren verwendet. In diesem Verfahren wird die hohe Temperatur ($\sim 800^\circ\text{C}$), die zur Kontaktbildung und Einlegierung des Aluminiums in den Silizium-Wafer benötigt wird, durch optische Aufheizung mittels Halogenlampen erzeugt [53]. Die Plateauzeit der maximalen Temperatur beträgt in diesem Verfahren jedoch nur wenige Sekunden. Die Geometrie der Lampen ist in dem verwendeten Ofen so, dass die Aufheizung der Wafer von der Vorderseite und der Rückseite erfolgt. Eine mögliche Erklärung der schlechten Oberflächenpassivierung ist, dass es durch die texturierte Vorderseite bei einem optischen Verfahren dazu kommen kann, dass die Einkopplung der Wärmestrahlung in den Pyramidenspitzen gebündelt wird. Dies kann wiederum dazu führen, dass sich die Passivierungsqualität der Vorderseite verschlechtert.

Um festzustellen, ob die Qualität des Siebdruck Alu-BSF dem industriellen Standard entspricht, wurde die interne Quanteneffizienz einer Zelle aus dieser Charge mit der interne Quanteneffizienz einer industriell hergestellten Standard Siebdruck-Solarzelle verglichen. Die beiden Quanteneffizienzen sind in Abbildung 4.6 aufgetragen.

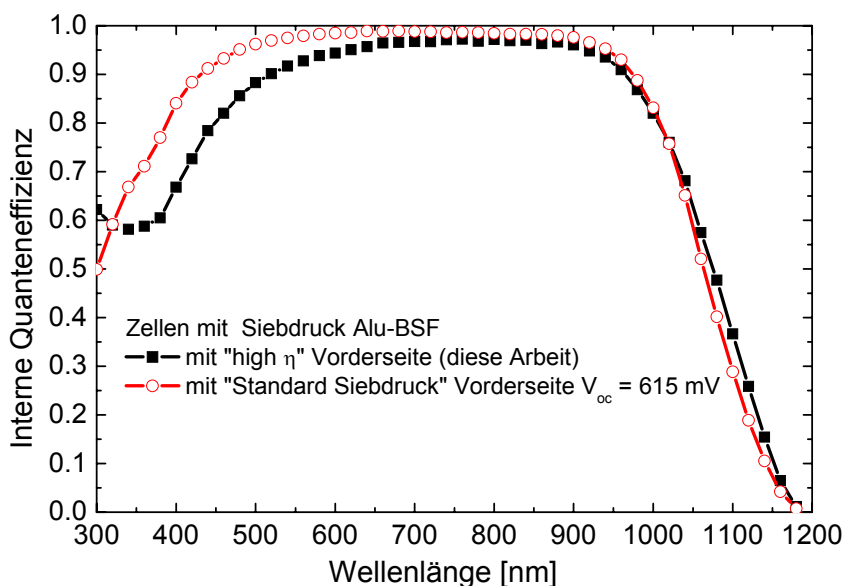


Abbildung 4.6: Vergleich von Zellen mit Alu-BSF mit „high η “ Vorderseite und einer Standard Siebdruck Vorderseite. In dem für die Rückseitenpassivierung relevanten Bereich zwischen 900 nm und 1050 nm liegen die Quanteneffizienzen der beiden Zellen übereinander. Die Differenz oberhalb 1050 nm rührt von einer unterschiedlichen internen Reflexion an der Vorderseite her. Dies gute Übereinstimmung im relevanten Bereich zeigt, dass die beiden Alu-BSFs eine vergleichbar gute Passivierungsqualität aufweisen.

¹¹ RTP: Rapid Thermal Processing

Betrachtet man den für die Rückseitenpassivierung relevanten Bereich zwischen 900 nm und 1050 nm, so sieht man, dass die Quanteneffizienzen der beiden Zellen übereinander liegen. Dies zeigt, dass die Einlegierung des Aluminiums in den Silizium-Wafer erfolgreich war, und das Alu-BSF eine vergleichbar gute Passivierungsqualität aufweist. Damit lässt sich die interne Quanteneffizienz der Siebdruck Alu-BSF Zellen zur Auswertung und zum Vergleich mit den anderen Zelltypen heranziehen.

4.3 Analyse der optischen Eigenschaften

Wie in Abschnitt 4.1 bereits ausgeführt, ist die interne Reflexion einer Solarzelle ein entscheidender Parameter für die Kurzschlussstromdichte. Trifft ein Photon auf die Rückseite einer Solarzelle, so kann es an dieser reflektiert, transmittiert oder absorbiert werden. Zur Charakterisierung und Quantifizierung der internen Reflexion der Rückseite einer Solarzelle besteht die Möglichkeit, den Strahlengang der Photonen mittels analytischen oder numerischen Methoden zu simulieren und die gemessene und simulierte Reflexion der gesamten Solarzelle zu vergleichen.

4.3.1 Bestimmung der internen Reflexion an der Rückseite

Betrachtet man die Rückseite der untersuchten Zellstrukturen hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften, muss man zwei grundsätzlich verschiedene Konfigurationen unterscheiden: Zellen mit der Schichtfolge Silizium/SiO₂/Aluminium, und Zellen mit der Schichtfolge Silizium/Aluminium. Bei den Zellen mit der Schichtfolge Silizium/SiO₂/Aluminium ist die Reflexion eines Photons an der Grenzfläche Silizium/SiO₂ von der Dicke, dem Brechungsindex der SiO₂-Schicht sowie dem Winkel des auftreffenden Strahls abhängig [25]. Des Weiteren unterscheidet sich die Reflexion an den Punktkontakten von der der restlichen Rückseitenfläche. Bei den Zellen ohne SiO₂-Schicht zwischen Silizium und Aluminium spielt neben der Reflexionseigenschaft der Grenzfläche Silizium/Aluminium auch die Absorption im Aluminium sowie die Absorption an freien Ladungsträgern (FCA¹²) (siehe Abschnitt 4.3.2) in der hochdotierten p^{++} -Schicht eine entscheidende Rolle. Für beide Zelltypen hat die Rauigkeit der Rückseite einen entscheidenden Einfluss auf die Rückseitenreflexion [22].

Dies zeigt, dass ein einzelner Wert, „die Rückseitenreflexion R_b “, die komplexen Eigenschaften einer Solarzellenrückseite nur bedingt und in einer gemittelten Form widerspiegelt. Um jedoch die verschiedenen Rückseiten miteinander vergleichen zu können, benötigt man ein Modell, das alle untersuchten Rückseiten beschreiben kann und quantitativ vergleichbar macht.

Für die notwendige Mittelung der Rückseiteneigenschaften werden in verschiedenen Programmen unterschiedliche Modelle verwendet. Das am Fraunhofer ISE entwickelte

¹² FCA: Free Carrier Absorption

Strahlverfolgungsprogramm *RAYN* [21] verwendet für die Beschreibung der Rückseite wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, das sogenannte *Phong-Modell* [23].

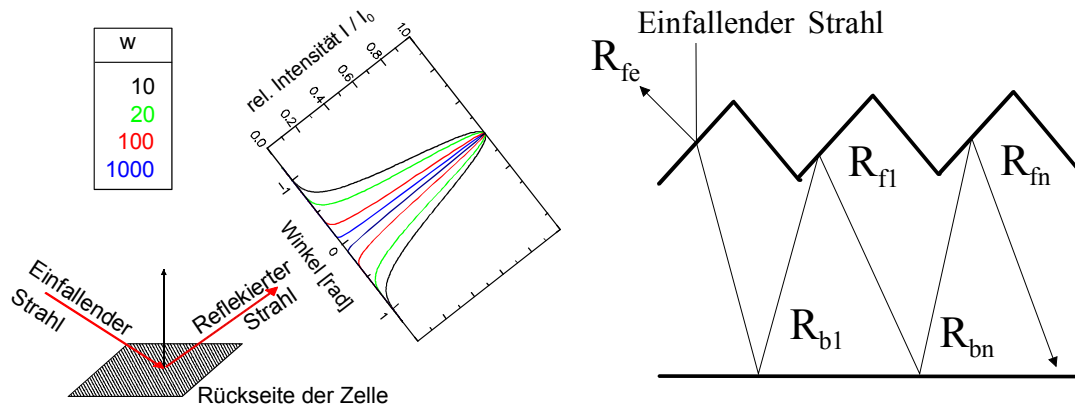


Abbildung 4.7: Skizze des in *RAYN* verwendetes Phong-Modells (linke Seite, siehe auch Abbildung 3.6) und Skizze des analytischen Basore-Modells (nach [54]).

Neben der komplexen numerischen Strahlverfolgung kann auch ein von Basore [54] entwickeltes analytisches Modell, welches zum Beispiel in *PCID* implementiert ist, verwendet werden. In diesem Modell wird die Reflexion einer Solarzelle anhand der geometrischen Reihenentwicklung bestimmt. Dabei werden wellenlängen- und winkelunabhängige Reflexionswerte an den Oberflächen angenommen (siehe Abbildung 4.7). Für die Durchgangswinkel in Silizium werden vereinfachte Annahmen gemacht, die jedoch nur den Lichtweg der Photonen erhöhen [55].

In dieser Arbeit wurden die unterschiedlichen Rückseiten der Solarzellen mit dem Strahlverfolgungsprogramm *RAYN* und dem analytischen Modell nach Basore untersucht. In *RAYN* wurde dazu die gesamte Reflexion mit einer 3-dimensionalen Pyramidenstruktur, inklusive der SiO_2 -Antireflexschicht, simuliert. Der Vergleich der simulierten und gemessenen Reflexion ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Da die Vorderseite der einzelnen Zellen identisch ist, sind auch die *RAYN*-Simulationen bis zu einer Wellenlänge von 1000 nm identisch. Durch Anpassung von R_b und w konnte der Verlauf der gemessenen Reflexionen im langwelligen Bereich mit *RAYN* gut angepasst werden.

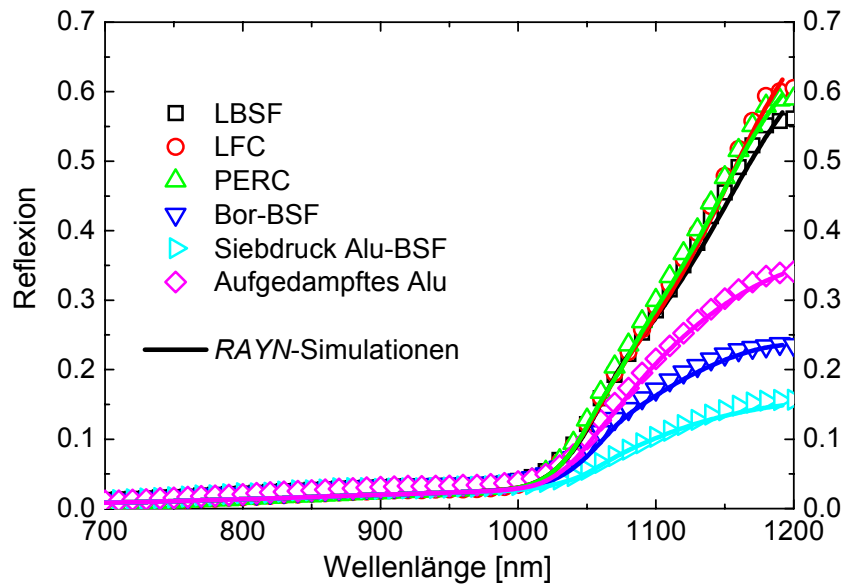


Abbildung 4.8: Vergleich der gemessenen und der mit RAYN simulierten Reflexionen der untersuchten Solarzellen.

Die für die RAYN-Simulation verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Ebenfalls aufgeführt sind die mit PCID anhand des Basore-Modells extrahierten Parameter.

Tabelle 4.1: Mit RAYN und PCID ermittelte optische Parameter der untersuchten Solarzellen.

Struktur	R_b RAYN	Phong RAYN	R_{fl} PCID	R_{fn} PCID	S/D ¹³ Front	R_{b1} PCID	R_{pn} PCID	S/D Rear
LBSF	0.945	800	0.76	0.96	D	0.95	0.96	S
LFC	0.955	800			D	0.95	0.97	S
PERC	0.950	900			D	0.98	0.96	S
Bor-BSF	0.710	110			D	0.66	0.68	D
Aufgedampftes Aluminium	0.830	170			D	0.78	0.86	S
Siebdruck Alu-BSF	0.650	10	0.84	0.96	D	0.51	0.65	D

¹³ S: Spiegelnd - D: Diffus

Die Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite zeigen alle einen sehr hohen Wert für die Rückseitenreflexion zwischen 0.94 und 0.96. Der hohe Wert des *Phong*-Exponenten zeigt, dass diese Rückseiten auch eine sehr geringe Diffusivität aufweisen. Die ganzflächig kontaktierten Solarzellen zeigen einen geringeren Wert für die Rückseitenreflexion, haben aber eine diffusere Rückreflexion. Vor allem die Zellen mit dem siebgedruckten Alu-BSF weisen eine starke Diffusivität auf, welche sich auf die sehr unebene Rückseite des einlegierten Alu-BSF zurückführen lässt [46].

Der Vergleich der mit beiden Methoden extrahierten Parameter ergibt bei den Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite eine sehr gute Übereinstimmung. Bei den Zellen mit ganzflächig kontaktierter Rückseite ist der Unterschied, vor allem bei den Zellen mit diffuser Rückseitenreflexion, größer. Dies kann von der unterschiedlichen Beschreibung der Diffusivität beim *Phong*-Modell und dem Basore-Modell herrühren. Eine direkte Verwendung der mit *RAYN* bestimmten R_b -Werte in *PCID* ist daher nicht möglich.

Neben den Reflexionswerten der Rückseite R_{b1} und R_{bn} sind in Tabelle 4.1 zusätzlich noch die Werte der internen Reflexion an der Vorderseite R_{f1} und R_{fn} angegeben (siehe auch Abbildung 4.7). Die interne Reflexion an der Vorderseite wird bei *RAYN* durch die Pyramidentextur und die Antireflexschicht bestimmt. Bei *PCID* hingegen müssen die wellenlängen- und winkelunabhängigen Reflexionswerte angegeben werden. Für alle Zellen, außer der Siebdruck Alu-BSF Zelle, konnten dieselben Werte für R_{f1} und R_{fn} verwendet werden. Bei der Anpassung der Reflexion und der externen Quanteneffizienz der Siebdruck Alu-BSF Zelle zeigte sich hingegen, dass sich der Bereich zwischen 1000 nm und 1200 nm nur mit einem veränderten Wert für R_{f1} anpassen lässt. Ein Grund für diesen zu allen anderen Zellen veränderten Wert für R_{f1} könnte in der sehr starken Diffusivität der Rückseitenreflexion der Siebdruck Alu-BSF Solarzelle liegen. Diese führt dazu, dass die reflektierten Strahlen unter einem sehr viel flacheren Winkel auf die Vorderseite treffen als bei den Zellen mit einer mehr direkten Reflexion. Dieses flachere Auftreffen auf die Vorderseite führt dazu, dass mehr Strahlen an der texturierten Silizium/SiO₂-Grenzfläche totalreflektiert werden. Dieses spiegelt sich in *PCID* in einem erhöhten Wert für R_{f1} wieder.

Um die extrahierten Werte der Rückseitenreflexion bewerten zu können, wurden die mit *RAYN* für die jeweiligen Zelltypen bestimmte Absorption mit dem AM1.5g Spektrum gewichtet und integriert, und somit der in der Solarzelle generierte Strom berechnet (siehe auch Gleichung (3.3)). Das Ergebnis für zwei verschiedene Zelldicken ist in Abbildung 4.9 aufgetragen. Bei einer Zelldicke von 250 μm beträgt der Unterschied in der maximalen Kurzschlussstromdichte zwischen den einzelnen Zellen höchstens 2.5%. Bei einer Zelldicke von 50 μm beträgt der Unterschied in der maximalen Kurzschlussstromdichte jedoch schon nahezu 5%. Dies zeigt, dass der Unterschied der untersuchten Zellen hinsichtlich der internen Optik einen deutlichen Einfluss auf die Kurzschlussstromdichte der Solarzelle hat und sich dieser Unterschied für dünnere Solarzellen noch deutlich verstärkt.

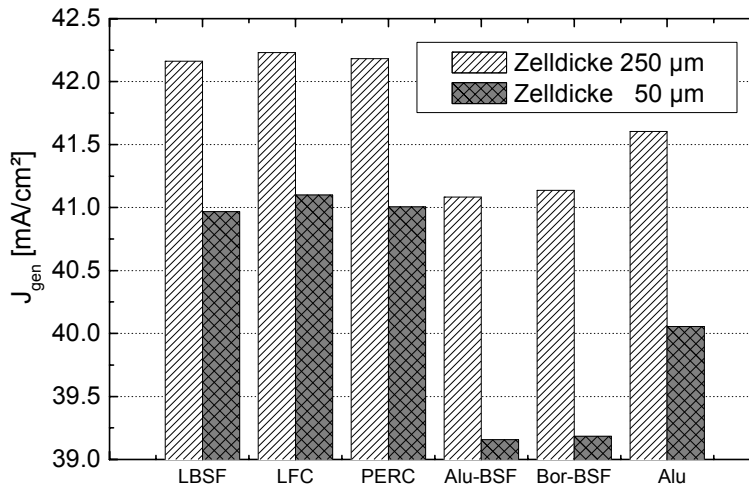


Abbildung 4.9: Durch Integration der mit RAYN bestimmten und mit dem AM1.5g Spektrum gewichteten Absorption ermittelter maximaler Strom der untersuchten Solarzellen.

4.3.2 Einfluss der Absorption an freien Ladungsträgern

Neben den Absorptionsprozessen die zur Generation von Elektron-Loch Paaren führen, gibt es in Halbleitern zusätzlich noch den Prozess der Absorption an freien Ladungsträgern. Dabei gibt das Photon seine Energie an einen freien Ladungsträger, d.h. an ein Elektron im Leitungsband oder an ein Loch im Valenzband, ab. Diese Energie geben die freien Ladungsträger wiederum durch Wechselwirkung mit dem Gitter ab. Bei diesem Absorptionsprozess werden keine Elektron-Loch Paare generiert. Für die Solarzelle ist die Absorption an freien Ladungsträgern somit ein Verlustmechanismus.

Die Absorption an freien Ladungsträgern ist sehr stark von der Dichte der freien Ladungsträger im Halbleiter abhängig [38]. Diese hängt wiederum von der Dotierung des Halbleiters ab. Schmid *et al.* [56] gibt die Dotierabhängigkeit der Absorption an freien Ladungsträgern im Wellenlängenbereich zwischen 1 und 2 μm mit folgender Parametrisierung an, welche auch in *PCID* verwendet wird [57]:

$$\alpha_{FCA} = 2.6 \cdot 10^{-27} \cdot n \cdot \lambda^3 + 2.7 \cdot 10^{-24} \cdot p \cdot \lambda^2, \quad (4.4)$$

wobei λ die Wellenlänge der Photonen in nm ist. Bei der Bestimmung des Rückseitenreflexionswertes R_b im letzten Abschnitt wurde in *RAYN* die Absorption an freien Ladungsträgern vollständig vernachlässigt. In *PCID* wurde die Absorption an freien Ladungsträgern im Emitter und der Basis berücksichtigt, jedoch wurde davon ausgegangen, dass die gesamte Basis der Zellen homogen dotiert ist. Bei den Zellen mit ganzflächigem BSF befindet sich auf der Rückseite jedoch ein sehr hochdotierter p^{++} -Bereich. Um den Einfluss der Absorption an freien Ladungsträger zu untersuchen, wurde für die Zelle mit Bor-BSF die Reflexion des *PCID*-Modells unter

Berücksichtigung des realen p^{++} -Dotierprofils an die gemessene Reflexion angepasst. Abbildung 4.10 zeigt den Vergleich zwischen simulierter Reflexion für ein *PCID*-Modell mit BSF-Profil (FCA berücksichtigt) und einem *PCID*-Modell ohne BSF-Profil sowie der dazugehörigen gemessenen Reflexion. Um bei dem *PCID*-Modell mit BSF-Profil die gleiche Reflexion zu erreichen wie bei der Messung und dem *PCID*-Modell ohne BSF-Profil, müssen die Reflexionswerte R_{b1} und R_{bn} um 5 Prozentpunkte erhöht werden.

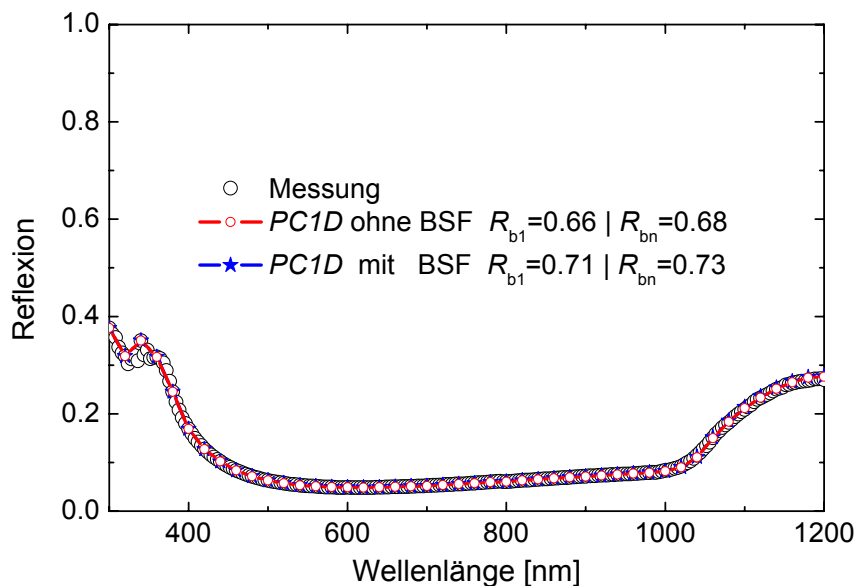


Abbildung 4.10: Einfluss der Absorption an freien Ladungsträgern im hochdotierten Bor-BSF auf die Bestimmung der Rückseitenreflexion R_{b1} und R_{bn} . Wird die Absorption an freien Ladungsträgern berücksichtigt (*PCID* mit BSF) ergeben sich höher Werte für die Rückseitenreflexion. Bei der Simulation ohne BSF ist die Absorption an freien Ladungsträgern in den niedrigeren Rückseitenreflexionswerten berücksichtigt.

Dies bedeutet, dass die Absorption an freien Ladungsträgern im verwendeten Bor-BSF die Reflexion um diese 5 Prozentpunkte erniedrigt. Berechnet man wiederum den in der Solarzelle generierte Strom, entsprechen diese 5 Prozentpunkte bei einer 250 μm dicken Solarzelle einem Verlust der maximalen Kurzschlussstromdichte von ca. 0.5%.

Die Absorption an freien Ladungsträgern findet nicht nur im hochdotierten Bor-BSF statt, sondern auch in der Basis und im Emitter der Zellen. Allerdings ist die Absorption an freien Ladungsträgern bei einer Basisdotierung der untersuchten Zellen von $< 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ verglichen mit der Band-zu-Band Absorption vernachlässigbar klein. Bei dem verwendeten Emitter ist die Dotierung ebenfalls zu gering, um einen Einfluss in der Reflexion oder in der Kurzschlussstromdichte beobachten zu können. Bei einem für die industrielle Siebdrucktechnik geeigneten Emitter mit einem Schichtwiderstand zwischen 40 und 90 $\Omega/\text{sqr.}$ sind jedoch auch die Reflexion und die Kurzschlussstromdichte durch die Absorption an freien Ladungsträgern im Emitter beeinflusst [58,

59]. Dies zeigt, dass bei der Bestimmung der Rückseitenreflexion R_b die Absorption an freien Ladungsträgern im Emitter berücksichtigt werden muss. Die Absorption an freien Ladungsträgern im BSF hingegen kann wie in dieser Arbeit in einem gemittelten Rückseitenreflexionswert R_b berücksichtigt werden.

4.4 Analyse der elektrischen Eigenschaften

Neben den optischen Eigenschaften sind auch die elektrischen Eigenschaften der Rückseite entscheidend für den Wirkungsgrad einer Solarzelle. Bei der Analyse der elektrischen Eigenschaften der Rückseite wird in dieser Arbeit nur auf die Passivierungswirkung, und damit die Auswirkung auf die Offenklemspannung und die Kurzschlussstromdichte eingegangen. Um die einzelnen Zelltypen miteinander vergleichen zu können, wurde, wie schon bei den optischen Eigenschaften, ein gemittelter Rekombinationsparameter verwendet: Die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} . Diese gemittelte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beinhaltet zum einen die Mittelung unterschiedlicher Bereiche auf der Rückseite, da es zum Beispiel bei Zellen mit lokalen Punktkontakten deutliche Unterschiede in der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Si/SiO₂ Grenzfläche und den ohmschen bzw. lokal hochdotierten Punktkontakten gibt. Zum anderen berücksichtigt es die Effekte der High-Low Junction der hochdotierten BSF Bereiche. Die Beschreibung mit einer Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} unterliegt aber einigen Beschränkungen, die im nächsten Abschnitt erläutert werden.

4.4.1 Beschränkung bei der Beschreibung der Rückseite mit einem S_{eff}

Bei der Beschreibung der Rekombinationseigenschaften der Rückseite einer Solarzelle mit S_{eff} ergeben sich bestimmte Einschränkungen, die hauptsächlich durch die Abweichungen von der Niedriginjektionsbedingung herrühren. Die Offenklemspannung einer Solarzelle ist die Differenz der Fermi-Potentiale der Majoritäten am p - und n -Kontakt. In Niedriginjektion entspricht die Offenklemspannung der Spannungsdifferenz an den Grenzen der Raumladungszone des pn -Überganges, welche durch die Rekombinationseigenschaften der Solarzelle bestimmt sind. In Hochinjektion können sich die Spannung am pn -Übergang und die Offenklemspannung jedoch unterscheiden. Verantwortlich für diese Unterschiede sind zum einen der Dember-Effekt und zum anderen der Spannungsabfall aufgrund unterschiedlicher Fermi-Potentiale der Majoritäten am pn -Übergang und an der Zellrückseite. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass sich der hochdotierte Emitter weiterhin in Niedriginjektion befindet, sodass nur der Spannungsabfall in der niedrigdotierten Basis betrachtet wird

Dember-Effekt: Bewegen sich Elektronen und Löcher in die gleiche Richtung, kommt es zu einem gleichgerichteten Teilchenstrom. Da Elektronen und Löcher jedoch eine unterschiedliche Mobilität haben, diffundieren sie unterschiedlich schnell. In Hochinjektion, bei der Elektronen und Löcher in gleicher Anzahl vorhanden sind, führt

diese gleichgerichtete Diffusion zur Ausbildung einer Raumladung. Diese bewirkt, dass die langsamer diffundierenden Ladungsträger beschleunigt, die schnelleren abgebremst werden, und sich Elektronen und Löcher anschließend mit gleicher Geschwindigkeit bewegen. Es fließt ein Teilchenstrom, während der elektrische Strom verschwindet (ambipolare Diffusion). Die sich daraus ergebende Potentialdifferenz V_{Dember} zwischen pn -Übergang und Kontakt auf der Rückseite der Basis reduziert die Offenklemspannung einer Solarzelle [60].

Gradient im Fermi-Potential der Majoritätsladungsträger: Ist die Majoritätsladungsträgerdichte am Rand der Raumladungszone des pn -Überganges größer als an der Rückseite der Solarzelle, an der sich der Kontakt befindet, dann ergibt sich ein Gradient des Fermi-Potentials der Majoritäten, was einem Potentialabfall zwischen pn -Übergang und Kontakt auf der Rückseite der Basis entspricht. Dieser Potentialabfall V_x reduziert die Offenklemspannung einer Solarzelle. Bei Zellen mit einer hochdotierten Schicht über den Kontakten (BSF) entfällt dieser Potentialabfall V_x , da die Majoritätsladungsträgerdichte an den Kontakten dann von der Oberflächendotierung der BSF-Schicht bestimmt ist und sich damit kein Gradient im Fermi-Potential ergibt. Die positiven Eigenschaften einer High-Low Junction sind somit die effektive Passivierung der Metallkontakte durch Absenkung der Minoritätsladungsträgerdichte und die Verhinderung des Spannungsabfalls durch einen Gradienten im Fermi-Potential der Majoritätsladungsträger.

Insgesamt ergibt sich V_{oc} der Solarzelle zu:

$$V_{oc} = V_{pn\text{-Übergang}} - V_{\text{Dember}} - V_x. \quad (4.5)$$

Die Beschreibung einer Solarzelle mit S_{eff} verändert nur die Rekombinationseigenschaften und damit $V_{pn\text{-Übergang}}$. Daher lässt sich die Solarzellenkennlinie von Zellen mit niedriger Basisdotierung nur bedingt mit S_{eff} beschreiben. Zur Veranschaulichung dieser Problematik wurde die Offenklemspannung der untersuchten PERC-Zellen einerseits numerisch mit *SDevice* simuliert, zum anderen mit dem analytischen Ein-Dioden Modell unter Verwendung von S_{eff} berechnet. Die Berechnung von S_{eff} , welches sich aus den passivierten Bereichen und den Punktkontakten zusammensetzt, wurde mit dem von Fischer [60] bestimmten und von Kray *et al.* [61] für 0.5 Ωcm PERC-Zellen verifizierten Modell bestimmt. Der Vergleich der simulierten und gemessenen Offenklemspannungen ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Die numerische *SDevice* Simulation, die die oben beschriebenen Hochinjektionseffekte berücksichtigt, spiegelt den Verlauf der Offenklemspannungen der PERC Zellen im gesamten Spannungsbereich sehr gut wieder. Die analytische Simulation mit dem S_{eff} nach Fischer beschreibt die Offenklemspannung nur für Zellen mit hoher Basisdotierung. Bei den Zellen mit niedriger Basisdotierung ergibt die analytische Simulation zu hohe Werte für V_{oc} . Dies liegt an den in Hochinjektion nicht berücksichtigten Spannungsverlusten (siehe Gleichung (4.5)).

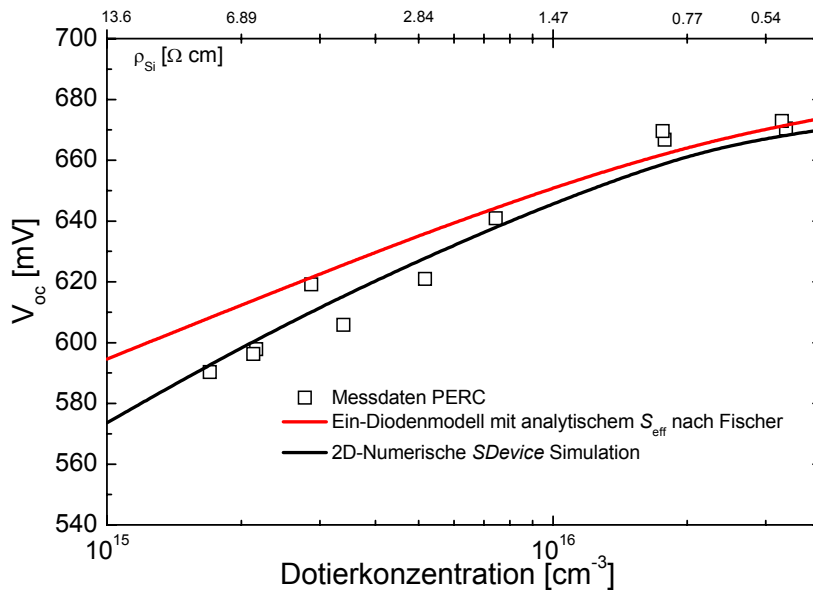


Abbildung 4.11: Vergleich der gemessenen Offenklemspannungen der PERC-Zellen mit den simulierten Offenklemspannungen. Die Ergebnisse der numerischen SDevice Simulation beschreiben den Verlauf der gemessenen Werte deutlich besser als die Ergebnisse des Ein-Diodenmodells.

Neben den bisherigen Spannungsverlusten ist zusätzlich noch zu berücksichtigen, dass sich das Injektionsniveau einer Solarzelle mit der angelegten Spannung ändert. Je höher die Spannung an der Solarzelle, desto höher das Injektionsniveau. Dies spielt vor allem bei Oberflächen, bei denen die Rekombinationsgeschwindigkeit eine starke Injektionsabhängigkeit aufweist (zum Beispiel SiO₂ auf *p*-Type Silizium [17]) eine starke Rolle. So kann sich zum Beispiel S_{eff} der Rückseite bei Kurzschlussbedingungen von dem bei Offenklemspannungsbedingungen unterscheiden.

Ziel der beiden folgenden Abschnitte ist ein direkter Vergleich der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} der unterschiedlichen Solarzellen-Rückseiten. Um Hochinjektionseffekte bei der Bestimmung zu vermeiden, und untereinander vergleichbare S_{eff} -Werte zu erhalten, wurde die Auswertung ausschließlich an Zellen mit einer Basisdotierung von $> 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ vorgenommen. Bei diesen Zellen ist die Basis der Solarzellen weder bei J_{sc} noch bei V_{oc} in Hochinjektion, und die ermittelten Werte können zur Bestimmung der Offenklemspannung und der Kurzschlussstromdichte verwendet werden.

4.4.2 Bestimmung von S_{eff} der Zellrückseite anhand elektrischer Modellierung mit PCID

Zur Bestimmung von S_{eff} wurden die im letzten Kapitel bereits verwendeten PCID-Modelle benutzt, um durch Anpassung der externen Quanteneffizienz und der Offenklemspannung S_{eff} zu ermitteln. Als SRH-Lebensdauer wurde für alle Zellen

$\tau_{SRH} = 1000 \mu s$ angenommen. Dies entspricht den Literaturwerten von $1 \Omega cm$ FZ-Silizium [62]. Der Vergleich der gemessenen und mit *PC1D* simulierten externen Quanteneffizienzen sowie der gemessenen und simulierten Offenklemspannungen ist in Abbildung 4.12 gezeigt.

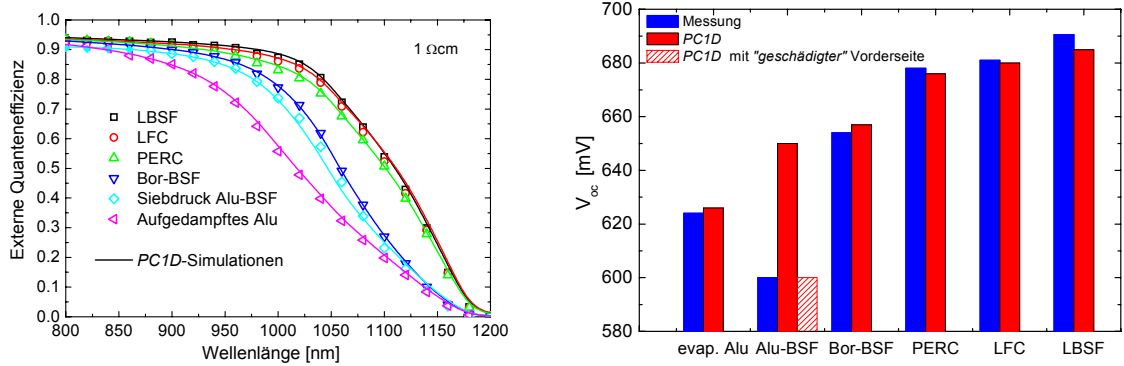


Abbildung 4.12: Gemessene und mit *PC1D* simulierte externe Quanteneffizienzen (linke Seite), zusammen mit den gemessenen und simulierten Offenklemspannungen (rechte Seite). Bei der Offenklemspannung der Zelle mit Siebdruck Alu-BSF ist zusätzlich noch der Vergleich zwischen geschädigter und ungeschädigter Vorderseite gezeigt.

Mit den extrahierten und in Tabelle 4.2 zusammengefassten S_{eff} -Werten konnte eine sehr gute Übereinstimmung sowohl bei den externen Quanteneffizienzen als auch bei den Offenklemspannungen erreicht werden.

Tabelle 4.2: Mit *PC1D* durch Anpassen der externen Quanteneffizienz und der Offenklemspannung ermittelte S_{eff} -Werte der untersuchten Zellen mit einem spezifischen Basiswiderstand von ca. $1 \Omega cm$.

Struktur	S_{eff} [cm/s]
LBSF	90
LFC	140
PERC	250
Bor-BSF	430
Aufgedampftes Aluminium	$>10^5$
Siebdruck Alu-BSF	750

Bei den simulierten Offenklemspannungen in Abbildung 4.12 ist für die Zelle mit Siebdruck Alu-BSF zusätzlich noch der Vergleich zwischen „geschädigter“ und „ungeschädigter“ Vorderseite aufgetragen. Dazu wurden die in Abbildung 4.5 bestimmten S_{front} -Werte verwendet. Der Vergleich macht noch einmal deutlich, dass die

niedrigen Offenklemspannungen in Abbildung 4.3 hauptsächlich von der schlechten Vorderseitenpassivierung herrühren. Die Simulation mit gut passivierter Vorderseite zeigt auch, dass mit dem verwendeten Siebdruck Alu-BSF Offenklemspannungen bis 650 mV erreicht werden können, was die gute Qualität des Alu-BSF aufzeigt. Bei der Bestimmung von S_{eff} der Zellen mit aufgedampftem Aluminium zeigte sich, dass sich für Werte größer als 10^5 cm/s nahezu keine Änderung in der externen Quanteneffizienz sowie der simulierten Offenklemspannung zeigt. Dies rührt daher, dass die effektive Diffusionslänge bei sehr hohen Werten von S_{eff} nicht mehr von S_{eff} , sondern von der Mobilität in der Basis abhängt [50]. Die effektive Diffusionslänge ist in diesem Fall von der Zufuhr von Ladungsträgern aus der Basis bestimmt. Daher wirken sich weitere Erhöhungen von S_{eff} nicht mehr auf die externe Quanteneffizienz und die Offenklemspannung aus.

Vergleicht man die in dieser Arbeit ermittelten Werte mit in der Literatur veröffentlichten Werten, ergeben sich gute Übereinstimmungen. Die in dieser Arbeit bestimmten Werte für den LFC liegen etwas höher als die in der Diplomarbeit des Autors [14] bestimmten Werte, die bei 110 cm/s lagen. Unter Verwendung der in Kray *et al.* [61] bestimmten analytischen Formel ergeben sich jedoch deutlich geringere Werte ($S_{\text{eff,LFC,Kray}} = 60$ cm/s). Allerdings hängt S_{eff} bei Zellen mit LFC-Rückseite stark von dem Radius des LFC-Kontakts und damit stark von dem verwendeten Laserprozess ab. Dieser kann bei unterschiedlichen Untersuchungen jedoch unterschiedlich sein.

Die untere Abschätzung der Zellen mit aufgedampftem Aluminium stimmt sehr gut mit den von Kray *et al.* [61] bestimmten S_{met} der ohmschen Punktkontakte bei PERC-Zellen überein. Auch die ermittelten Werte der PERC-Zellen passen sehr gut zu den Ergebnissen in [60] und [61].

Bei den Werten des Siebdruck Alu-BSF sind in der Literatur unterschiedliche Werte veröffentlicht. Beim Vergleich der S_{eff} -Werte ist jedoch besonders auf die verwendete Basisdotierung zu achten. Lölgen [45] gibt in seiner Dissertation ein S_{eff} von 130 - 170 cm/s an. Allerdings wurden diese Werte auf Czochralski (Cz) Wafern mit einem spezifischen Widerstand von $3 \Omega\text{cm}$ ermittelt. Berechnet man in erster Näherung die Dotierabhängigkeit von S_{eff} nach Gleichung (4.3), ergeben sich für einen spezifischen Basiswiderstand von $1 \Omega\text{cm}$ Werte von 490–640 cm/s. Rohatgi *et al.* [63] ermittelt bei seinen Alu-BSF Zellen S_{eff} -Werte von 200 cm/s bei Basiswiderständen von $2.3 \Omega\text{cm}$, was wiederum nach Gleichung (4.3) ein S_{eff} von 550 cm/s für einen spezifischen Basiswiderstand von $1 \Omega\text{cm}$ ergibt. Des Weiteren gibt es noch Veröffentlichungen von S_{eff} -Werten kleiner als 150 cm/s, allerdings ohne Angabe der Basisdotierung [64]. Der in dieser Arbeit ermittelte Wert von 750 cm/s bei einem spezifischen Basiswiderstand von $1 \Omega\text{cm}$ liegt also etwas höher als die in der Literatur ermittelten Werte. Unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten in der Analyse von S_{eff} (siehe Abschnitt 4.4.4), ist der ermittelte Wert mit den Literaturwerten jedoch sehr gut vereinbar.

Für die Zellen mit ganzflächigem Bor-BSF und lokalem Bor-BSF (LBSF) wurden keine Literatur-Werte für S_{eff} gefunden. Ein direkter Vergleich wäre vor allem auch aufgrund

verschiedener Bor-Profile und Kontaktöffnungsabstände schwierig. Jedoch sind die Werte im Vergleich mit den anderen in dieser Arbeit untersuchten Zelltypen in gutem Einklang.

4.4.3 Auswertung von L_{eff} und S_{eff} anhand der analytischen IQE-Analyse

Für die Bestimmung der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite gibt es neben der Anpassung der externen Quanteneffizienz mittels numerischer Simulation noch die Möglichkeit, die interne Quanteneffizienz mittels analytischer Modelle anzupassen. Dazu wurden in verschiedenen Arbeiten [54, 65, 66] bereits Näherungen vorgeschlagen, die eine Extrahierung von S_{eff} aus der exakten analytischen Lösung der internen Quanteneffizienz erlauben. Die Randbedingungen, die für die Näherungen gemacht werden müssen, betreffen zum einen den Einfluss der internen Reflexion der Rückseite (Randbedingung: Zelldicke/4 \geq 1/ α , wobei 1/ α die Eindringtiefe der Photonen ist) und zum anderen den Einfluss des Beitrages des Emitters und der Raumladungszone zur Kurzschlussstromdichte (Randbedingung: 1/ α > Breite des Emitters und der Raumladungszone). Verwendet man die in Isenberg *et. al* [66] beschriebene Näherung, die die interne optische Reflexion mitberücksichtigt, kann man die erste Randbedingung fallen lassen. Allerdings wird dadurch der analytische Ausdruck der IQE sehr lang und die Anpassung erfordert zusätzliche Informationen zur internen Reflexion. In [66] wurde aber gezeigt, dass dieses Verfahren hauptsächlich bei sehr dünnen Zellen ($W < 150 \mu\text{m}$) Vorteile birgt, bei „High Efficiency“ Zellen aber keine Verbesserung gegenüber den einfacheren Modellen bringt. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Zellen mit einer Zelldicke von ca. 250 μm beschränken die beiden oben beschriebenen Randbedingungen den Wellenlängenbereich somit auf $820 \text{ nm} < \lambda \leq 920 \text{ nm}$. Allen Modellen liegt zugrunde, dass deren Ergebnis die effektive Diffusionslänge L_{eff} beinhaltet und damit den Einfluss der Basis- und der Rückseitenrekombination. Die effektive Diffusionslänge L_{eff} setzt sich folgendermaßen aus der Diffusionslänge der Basis L_b und der normalisierten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $s_{\text{eff}} = S_{\text{eff}}L_b/D_b$ zusammen [54]:

$$L_{\text{eff}} = L_b \frac{s_{\text{eff}} \cdot \tanh\left[\frac{W}{L_b}\right] + 1}{s_{\text{eff}} + \tanh\left[\frac{W}{L_b}\right]}. \quad (4.6)$$

Die von Basore [54] vorgeschlagene Fit-Methode resultiert in einem linearen Fit der inversen IQE:

$$\frac{1}{\text{IQE}(\alpha)} = 1 + \frac{1}{1 + \alpha \cdot L_{\text{eff}}}. \quad (4.7)$$

Ein Nachteil der Basore-Methode ist, dass allein mit der Kenntnis der effektiven Diffusionslänge keine Aussage über die Rückseitenrekombination gemacht werden kann.

Das von Spiegel *et al.* [65] entwickelte Modell,

$$IQE(\alpha) = \frac{1 - (\alpha \cdot L_{eff})^{-2}}{1 - (\alpha \cdot L_b)^{-2}}, \quad (4.8)$$

ermöglicht hingegen eine simultane Bestimmung von L_{eff} und L_b , was in Verbindung mit Gleichung (4.6) die direkte Bestimmung von S_{eff} erlaubt. Spiegel *et al.* analysierten in ihrer Arbeit die Sensitivität in der Bestimmung von S_{eff} . Dabei ergab sich, dass je größer das Verhältnis Diffusionslänge zu Zelldicke (L_b/W) ist, desto genauer ist die Bestimmung für niedrige Werte von S_{eff} (< 1000 cm/s). In den untersuchten Zellen ist die Diffusionslänge der Basis L_b aufgrund der hohen Minoritätsladungsträgerlebensdauer des verwendeten FZ-Siliziums um ein Vielfaches größer als die Zelldicke. Daher sind die Zellen für die Bestimmung von S_{eff} mit der Spiegel-Methode hervorragend geeignet. In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse der Auswertung der internen Quanteneffizienzen aus Abbildung 4.4 mit der Basore-Methode und der Spiegel-Methode zusammen mit den *PCID*-Ergebnissen des letzten Abschnitts zusammengefasst. Für die Diffusionslänge der Basis L_b wurde in der Basore-Methode ein Wert von $1500 \mu\text{m}$ verwendet, was bei einer Dotierung von $1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ einer SRH-Lebensdauer von $1000 \mu\text{s}$ entspricht.

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Auswertung der internen Quanteneffizienz aus Abbildung 4.4 mit der Basore-Methode und der Spiegel-Methode zusammen mit den *PCID*-Ergebnissen des letzten Abschnitts an Zellen mit einem spezifischen Basiswiderstand von ca. $1 \Omega\text{cm}$.

Struktur	S_{eff} [cm/s] Basore- Methode	S_{eff} [cm/s] Spiegel- Methode	S_{eff} [cm/s] <i>PCID</i>
LBSF	126	105	90
LFC	294	196	140
PERC	366	332	250
Bor-BSF	481	485	430
Siebdruck Alu-BSF	952	752	750

Außer der Zelle mit aufgedampfter Aluminium-Rückseite ließen sich alle internen Quanteneffizienzen mit beiden analytischen Methoden sehr gut anpassen. Die Ergebnisse der beiden analytischen Methoden liegen nahe beieinander, wobei die Werte der Spiegel-Methode näher bei den mit *PCID* extrahierten Werten liegen. Der Vergleich der mit *PCID* bestimmten und den analytisch bestimmten S_{eff} -Werten zeigt bei den Zellen mit ganzflächigem BSF eine sehr gute Übereinstimmung. Auch bei den Zellen mit lokalen Kontakten ergibt vor allem die Spiegel-Methode ein mit *PCID*

vergleichbares Ergebnis. Insgesamt sind die mit der L_{eff} -Fit Methode extrahierten S_{eff} -Werte jedoch durchgängig größer als die mit $PCID$ extrahierten Werte.

4.4.4 Fehlerabschätzung bei der Analyse der IQE

Die Bestimmung von S_{eff} anhand der internen Quanteneffizienz bringt einige Unsicherheiten mit sich, die im Folgenden betrachtet und quantifiziert werden sollen.

Messunsicherheit der externen Quanteneffizienz:

Wie jede Messmethode ist auch die Messung der spektralen Empfindlichkeit, und damit der externen Quanteneffizienz, mit Messunsicherheiten behaftet. Eine genaue Betrachtung dieser Messunsicherheiten findet sich zum Beispiel in der Dissertation von C. Baur [67]. In der Dissertation von J. Hohl-Ebinger [68] wurde ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt, den Verlauf aller möglichen spektralen Empfindlichkeiten zu bestimmen, die innerhalb der Messunsicherheit liegen. Dazu wurden die wellenlängenabhängigen Messunsicherheiten des Gittermonochromators des ISE *Callab* und ein sogenannter Random-Walk verwendet. Mithilfe dieses Verfahrens wurden die verschiedenen internen Quanteneffizienzen berechnet, die innerhalb der Messunsicherheit möglich sind. Von diesen internen Quanteneffizienzen wurde dann mit der Spiegel-Methode S_{eff} bestimmt. Die Ergebnisse dieser Fehleranalyse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Tabelle 4.4: Fehler in der S_{eff} -Bestimmung mit der Spiegel-Methode aufgrund der Messunsicherheit der spektralen Empfindlichkeit.

Struktur	Mittelwert S_{eff} [cm/s]	Standard- Abweichung [%]
LBSF	105	11
LFC	196	6
PERC	374	4
Bor-BSF	485	5
Siebdruck Alu-BSF	752	3

Die Ergebnisse in Tabelle 4.4 zeigen, dass sich aufgrund der Messungenauigkeit der spektralen Empfindlichkeit eine Ungenauigkeit in der Bestimmung von S_{eff} mit der Spiegel-Methode von bis zu 11% ergibt. Nicht berücksichtigt wurden bei dieser Analyse mögliche Nichtlinearitäten der Zellen. D.h. in das in die berechnete Standardabweichung nur für Zellen gilt, bei denen die Bias-Beleuchtung so eingestellt wurde, dass die differentielle Spektrale Empfindlichkeit mit der absoluten Spektralen

Empfindlichkeit übereinstimmt. Wird dies nicht berücksichtigt und bzw. oder ist die Messunsicherheit des verwendeten Messaufbaus größer, kann der Fehler bei der S_{eff} -Bestimmung noch deutlich größer sein.

Unterschiedliche Abschattung in der Reflexions- und der spektralen Empfindlichkeitsmessung

Die interne Quanteneffizienz ist keine Messgröße. Sie kann mit Kenntnis der externen Quanteneffizienz und der Reflexion folgendermaßen berechnet werden:

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)}. \quad (4.9)$$

Bei der lokalen Messung der Reflexion und der externen Quanteneffizienz ist die Fläche des Messflecks normalerweise deutlich kleiner als ein Quadratzentimeter. Die Fläche des Messflecks kann auch zwischen den Messmethoden differieren. Daher kann es bei den unterschiedlichen Messungen zu prozentual variierendem Anteil an Abschattung durch die Metallisierung kommen. Nur wenn der Anteil der abgeschatteten Fläche bei beiden Messungen identisch ist, lässt sich die interne Quanteneffizienz mit Gleichung (4.9) exakt bestimmen. Unterscheidet sich der Anteil der abgeschatteten Fläche bei beiden Messungen, führt dies zu einer fehlerhaften Bestimmung der internen Quanteneffizienz. Dieser Effekt kann bei den untersuchten Zellen einen Fehler von kleiner als 10% in der Bestimmung von S_{eff} verursachen. Da der Fehler von der prozentualen Abschattung der Zellfläche abhängt, ist der Fehler bei den untersuchten Zellen, die sehr dünne Finger und einen breiten Fingerabstand aufweisen, noch sehr gering. Bei Solarzellen mit siebgedruckter Vorderseitenmetallisierung, die einen deutlich höheren Metallisierungsanteil aufweisen kann der Fehler bei der S_{eff} -Bestimmung letztlich jedoch größer als 25% sein.

Ungenau Kenntnis der Basisdotierung

Beide analytische Methoden haben als Resultat die effektive Diffusionslänge mit der sich nach Gleichung (4.7) die normalisierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $s_{\text{eff}} = S_{\text{eff}}L_b/D_b$ bestimmen lässt. Für die Bestimmung von S_{eff} ist nun aber die genaue Kenntnis der Diffusionskonstante, und damit der Basisdotierung, notwendig. Wurde die Basisdotierung der Wafer nicht vor der Prozessierung mit der Vier-Spitzen-Messmethode bestimmt, ist der spezifische Widerstand des Basismaterials nur innerhalb bestimmter Grenzen bekannt. Bei einer Einschränkung des spezifischen Basiswiderstands zwischen $0.9 \Omega\text{cm}$ und $1.1 \Omega\text{cm}$ ändert sich die Diffusionskonstante um 4%, was wiederum direkt S_{eff} um diesen Faktor ändert.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass selbst bei exakter Kenntnis der Basisdotierung, der Diffusionslänge der Basis und einer gleichen Abschattung bei Reflexions- und externen Quanteneffizienz Messung der Fehler bei der Bestimmung von S_{eff} anhand der Analyse der internen Quanteneffizienz aufgrund der Messunsicherheit im Bereich von 10% liegen kann.

4.5 Verlustanalyse und Vergleich der Konzepte hinsichtlich dünner Solarzellen

In den letzten Abschnitten wurden die optischen und elektrischen Eigenschaften der verschiedenen Rückseiten analysiert und quantifiziert. Die Ergebnisse dieser Analyse werden im Folgenden verwendet, um die Verluste aufgrund der optischen und elektrischen Eigenschaften zu bestimmen, und deren Potential hinsichtlich dünnerer Solarzellen aufzuzeigen.

Für die Bestimmung des Wirkungsgradverlustes wurde für jede Zelle der Wirkungsgradverlust bzgl. einer „perfekten“ Rückseite ($R_b = 1, S_{\text{eff}} = 0$) bestimmt. Dabei wurden einmal nur die optischen Verluste (R_b aus Tabelle 4.1, $S_{\text{eff}} = 0$) und einmal nur die elektrischen Verluste ($R_b = 1, S_{\text{eff}}$ aus Tabelle 4.2) berechnet. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abbildung 4.13 für Zellen mit hoher SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 1000 \mu\text{s}$ (linke Seite) und niedriger SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 20 \mu\text{s}$ (rechte Seite) dargestellt.

Betrachtet man die Wirkungsgradverluste bei einer Zelle mit hoher SRH-Lebensdauer ($\tau_{\text{SRH}} = 1000 \mu\text{s}$), so erkennt man, dass bei allen Zellen die elektrischen Verluste deutlich größer sind als die optischen Verluste. Bei Zellen mit großer SRH-Lebensdauer ist die effektive Diffusionslänge, die sowohl die Offenkreisspannung als auch die Kurzschlussstromdichte beeinflusst, durch S_{eff} der Rückseite bestimmt. Daher ist auch der Wirkungsgrad sehr stark von den Rekombinationseigenschaften der Rückseite bestimmt.

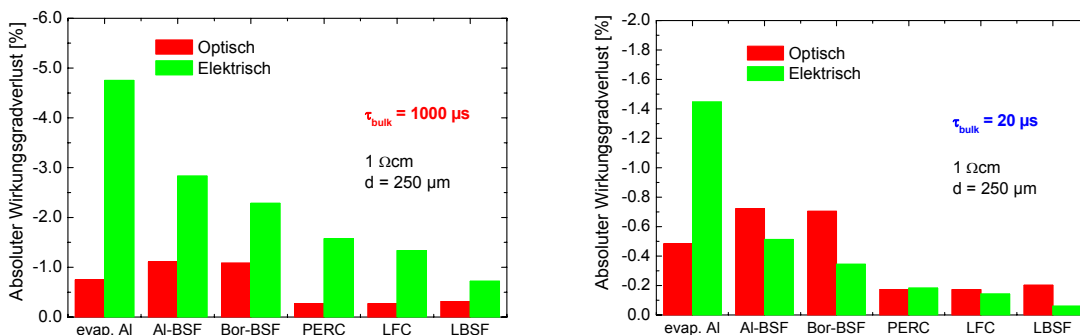


Abbildung 4.13: Simulierter Wirkungsgradverlust aufgrund der elektrischen und optischen Eigenschaften der Rückseite der untersuchten Solarzellen, zum einen für Basismaterial mit hoher SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 1000 \mu\text{s}$ (linke Seite), zum anderen für Basismaterial mit niedriger SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 20 \mu\text{s}$ (rechte Seite).

Bei Zellen mit niedriger SRH-Lebensdauer ist die effektive Diffusionslänge nicht so stark durch S_{eff} der Rückseite bestimmt. Daher sind die durch die Rückseite bestimmten Wirkungsgradverluste bei einer Zelle mit niedriger SRH-Lebensdauer ($\tau_{\text{SRH}} = 20 \mu\text{s}$) viel stärker durch die optischen Verluste beeinflusst (siehe rechte Seite von Abbildung 4.13). Insgesamt sind die durch die Rückseite bestimmten Wirkungsgradverluste bei den Zellen mit niedriger SRH-Lebensdauer geringer als bei den Zellen mit großer SRH-Lebensdauer. Dies liegt an der im Vergleich zur Dicke der Basis geringeren effektiven

Diffusionslänge, welche zu einer Reduzierung der Kurzschlussstromdichte und der Offenklemspannung führt.

Eine Erhöhung der Offenklemspannung bei Zellen mit niedriger SRH-Lebensdauer lässt sich durch Reduzierung der Dunkelsättigungsstromdichte J_{0b} erreichen. Betrachtet man die Dunkelsättigungsstromdichte in Gleichung (4.1), so erkennt man, dass zur Reduzierung von J_{0b} der Geometriefaktor kleiner eins sein muss. Des Weiteren erkennt man, dass J_{0b} unabhängig von der Zelldicke ist, wenn der Geometriefaktor gleich 1 ist.

Dieser Zusammenhang ist in Gleichung (4.10) noch einmal aufgezeigt:

$$J_{0b} \neq f(W_b) \Leftrightarrow \frac{SL_e}{D_e} = 1 \rightarrow S_{\text{halbunendlich}} = \frac{D_e}{L_e}. \quad (4.10)$$

Mit Hilfe von Gleichung (4.10) lässt sich nun der S -Wert bestimmen, bei dem die Dunkelsättigungsstromdichte unabhängig von der Zelldicke ist, und damit einer halbunendlichen Basis entspricht. Ist die Rekombinationsgeschwindigkeit der Zellrückseite kleiner als $S_{\text{halbunendlich}}$, verringert sich die Dunkelsättigungsstromdichte mit abnehmender Zelldicke, ist die Rekombinationsgeschwindigkeit der Zellrückseite größer als $S_{\text{halbunendlich}}$, erhöht sich die Dunkelsättigungsstromdichte mit abnehmender Zelldicke. Der Verlauf von $S_{\text{halbunendlich}}$ als Funktion der SRH-Lebensdauer der Basis ist in Abbildung 4.14 für zwei verschiedene Basisdotierungen aufgetragen.

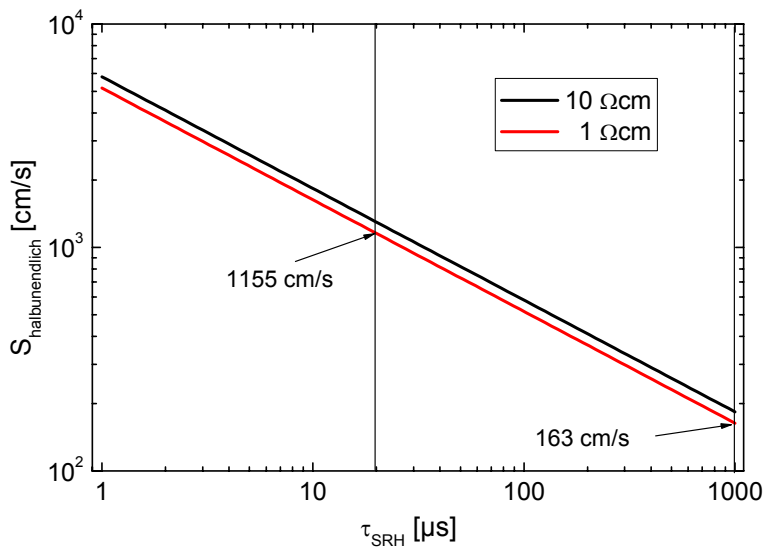


Abbildung 4.14: Mit Gleichung (4.10) berechnete Grenzwerte der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, bei der die Dunkelsättigungsstromdichte unabhängig von der Zelldicke ist und damit einer halbunendlichen Basis entspricht. Für höhere S -Werte erhöht sich J_{0b} , für geringere S -Werte verringerte sich J_{0b} mit abnehmender Zelldicke.

Bei einem spezifischen Basiswiderstand von 1 Ωcm und einer hohen SRH-Lebensdauer ($\tau_{\text{SRH}} = 1000 \mu\text{s}$) ist $S_{\text{halbunendlich}} = 163 \text{ cm/s}$, wohingegen bei niedriger SRH-Lebensdauer ($\tau_{\text{SRH}} = 20 \mu\text{s}$) $S_{\text{halbunendlich}} = 1155 \text{ cm/s}$ ist. Diese Analyse spiegelt aber nur

den Einfluss der Zelldicke auf die Dunkelsättigungsstromdichte und damit die Offenklemmspannung wieder. Um den Einfluss der Zelldicke auf den Wirkungsgrad zu bestimmen, muss ebenfalls der Einfluss der Zelldicke auf die Kurzschlussstromdichte berücksichtigt werden. Die Kurzschlussstromdichte hängt wiederum von der Rekombinationsgeschwindigkeit und der internen Reflexion ab.

Abbildung 4.15 zeigt den mit *PCID* simulierten Wirkungsgrad der untersuchten Solarzellentypen in Abhängigkeit der Zelldicke, wiederum für Zellen mit hoher SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 1000 \mu\text{s}$ (linke Seite) und niedriger SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 20 \mu\text{s}$ (rechte Seite).

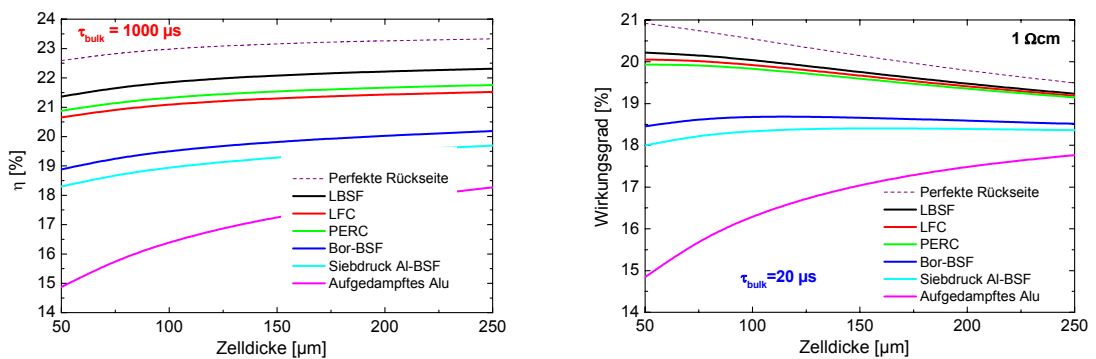


Abbildung 4.15: Simulierte Wirkungsgrade der untersuchten Solarzellentypen in Abhängigkeit der Zelldicke, zum einen für Basismaterial mit hoher SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 1000 \mu\text{s}$ (linke Seite), zum anderen für Basismaterial mit niedriger SRH-Lebensdauer $\tau_{\text{SRH}} = 20 \mu\text{s}$ (rechte Seite). Zusätzlich ist der Wirkungsgrad der Zelle mit „perfekter“ Rückseite aufgetragen.

Bei den Zellen mit hoher SRH-Lebensdauer führt eine Verringerung der Zelldicke bei allen Solarzellentypen, inklusive der Zelle mit „perfekter“ Rückseite, zu einer Reduzierung des Wirkungsgrades. Da jedoch die Offenklemmspannung bei den Zellen mit einem $S_{\text{eff}} < S_{\text{halbunendlich}}$ (LBSF, LFC) mit abnehmender Zelldicke ansteigt, kann diese Reduktion nur von der Reduktion der Kurzschlussstromdichte herrühren. Bei den Zellen mit $S_{\text{eff}} > S_{\text{halbunendlich}}$ kommt zusätzlich zur Reduktion der Kurzschlussstromdichte noch ein Abfall in der Offenklemmspannung hinzu. Die Reduzierung des Wirkungsgrades ist also umso stärker, je schlechter die optischen und elektrischen Eigenschaften der Rückseite der Zellen sind, da die effektive Diffusionslänge immer stärker durch die Rückseite dominiert wird, und die interne Reflexion bei dünneren Zellen einen immer stärkeren Einfluss einnimmt. Bei den Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite ist der Abfall jedoch so gering, dass auch bei Zelldicken von $50 \mu\text{m}$ Wirkungsgrade über 20% erreicht werden können [69]. Bei den Zellen mit niedriger SRH-Lebensdauer verhält sich der Wirkungsgrad in Abhängigkeit der Zelldicke je nach Rückseite der Zelle unterschiedlich. Bei den Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite lässt sich durch Reduzierung der Zelldicke der Wirkungsgrad steigern. Bei so einer geringen SRH-Lebensdauer ist der Anstieg der Offenklemmspannung größer als die geringer werdende Kurzschlussstromdichte. Bei den Zellen mit

ganzflächiger Kontaktierung und BSF hingegen ist die Reduzierung der Kurzschlussstromdichte in der gleichen Größenordnung wie der Anstieg der Offenklemspannung. Dadurch bleibt der Wirkungsgrad mit kleiner werdender Zelldicke nahezu konstant.

Die Simulationen zeigen, dass eine Reduzierung der Zelldicke hinsichtlich des Wirkungsgrades nur für Zellen mit schlechter Materialqualität sinnvoll ist. Allerdings ist hierbei die hohe Reflektivität und die guten Passivierungseigenschaften einer dielektrisch passivierten Rückseite notwendig, um hohe Wirkungsgrade erreichen zu können. Der höchste Wirkungsgrad einer multikristallinen Silizium Solarzelle wurde daher mit einer LFC-Rückseite und einer Zelldicke von $99\ \mu\text{m}$ [70] erreicht. Bei sehr guter Materialqualität ist eine Verringerung der Zelldicke hinsichtlich des Wirkungsgrades nicht sinnvoll. Bei sehr guter Passivierung, hoher SRH-Lebensdauer und guter interner Reflexion, ist es sinnvoll, die Zelldicke etwas größer zu wählen, um die Absorption und damit die Kurzschlussstromdichte zu erhöhen. Der höchste Wirkungsgrad einer monokristallinen Silizium-Solarzelle wurde daher mit einer LBSF-Rückseite und einer Zelldicke von $450\ \mu\text{m}$ [71] erzielt.

4.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die optischen und elektrischen Eigenschaften unterschiedlich kontaktierter Rückseiten untersucht. Die Hellkennlinienparameter der untersuchten Zellen zeigen den unterschiedlichen Einfluss der Basisdotierung, welcher anhand analytischer Formeln quantitativ erklärt werden konnte. Durch eine ungenügende Vorderseitenpassivierung bei den Zellen mit Siebdruck Alu-BSF konnten deren Hellkennlinienparameter nicht direkt mit denen der anderen Zelltypen verglichen werden. Der Vergleich der Quanteneffizienz einer in dieser Arbeit untersuchten Siebdruck Alu-BSF Zelle und einer Zelle mit einer industrierelevanten Prozessfolge zeigte jedoch, dass die Passivierungsqualität des Alu-BSFs der beiden Zellen vergleichbar ist.

Bei der Bestimmung der optischen Eigenschaften der Rückseite wurden die gemessenen Reflexionen anhand von Raytracing Simulationen und unter Verwendung von *PCID* angepasst und die Werte der internen Reflexion an der Rückseite R_b bestimmt. Der Einfluss der Absorption an freien Ladungsträgern wurde untersucht, und es zeigte sich, dass vor allem bei den Zellen mit hochdotiertem Bor-BSF die Absorption an freien Ladungsträgern die Bestimmung von R_b stark beeinflusst. Es konnte gezeigt werden, dass die Absorption an freien Ladungsträgern zu einer Reduzierung des maximalen Kurzschlussstroms um 0.5% führt.

Neben der Bestimmung der optischen Eigenschaften wurde des Weiteren die Passivierungsqualität der verschiedenen Rückseiten analysiert. Um Hochinjektionseffekte zu vermeiden, wurden bei der Bestimmung der effektiven Rekombinationsgeschwindigkeiten der Rückseite, S_{eff} , ausschließlich Zellen mit einem

spezifischen Basiswiderstand von $1 \Omega\text{cm}$ verwendet. Dazu wurde die interne Quanteneffizienz der Zellen mit *PCID* und verschiedenen analytischen Methoden analysiert und S_{eff} bestimmt. Eine Fehlerbetrachtung ergab, dass aufgrund der Messunsicherheit der spektralen Empfindlichkeit der Fehler bei der S_{eff} -Bestimmung bei bis zu 10% liegt. Der Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Werte mit Literaturwerten ergab eine gute Übereinstimmung innerhalb der abgeschätzten Fehlerbereiche.

Eine Verlustanalyse der Zellen zeigte, dass vor allem bei den Zellen mit ganzflächiger Kontaktierung und geringer SRH-Lebensdauer in der Basis die optischen Verluste die dominierenden Verluste der Rückseite darstellen. Dies wirkt sich bei reduzierter Zelldicke noch stärker aus, was sich bei den Simulationen mit unterschiedlicher Zelldicke zeigte. Der Vergleich der Konzepte ergab, dass vor allem hinsichtlich dünnerer Solarzellen die guten optischen und passivierenden Eigenschaften der Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite notwendig sind, um Wirkungsgrade über 20% erreichen zu können.

5 Analyse und Optimierung von rückseitenkontaktierten Solarzellen

In diesem Kapitel werden rückseitenkontaktierte Silizium-Solarzellen analysiert und optimiert. Dazu wird zuerst der Einfluss der Vorderseitenpassivierung durch ein Front-Surface Field analytisch und numerisch untersucht. Bei der Analyse der Rückseite wird besonders auf den Effekt der elektrischen Abschattung durch den passivierten Basisbereich und des „Back-Surface Fields“ eingegangen und diese Bereiche optimiert. Der Einfluss der Metallisierung auf den Füllfaktor wird mit Hilfe von Netzwerksimulationen untersucht und deren Ergebnisse mit einfachen Modellen quantitativ verglichen. Die Untersuchung des Einflusses der Busse bei Einsonnensolarzellen und Konzentratorsolarzellen bildet den Schluss dieses Kapitels.

Ein Nachteil der im vorherigen Kapitel untersuchten Solarzellen, bei denen sich die Kontakte auf der Vorder- und Rückseite befinden, ist die optische Abschattung der Zelle durch die Vorderseitenmetallisierung. Dieser Nachteil kann umgangen werden, wenn beide Kontakte auf die Rückseite gelegt werden. Man spricht dann von rückseitenkontaktierten (RSK) Solarzellen. Sind beide Kontakte auf der Sonnen abgewandten Seite, kommt es zu keiner direkten Abschattung durch die Metallisierung, wodurch man mehr Freiheitsgrade für die Dimensionierung der Metallisierung erhält. Somit sind Rückseitenkontaktzellen besonders interessant für die Anwendung bei hohen Lichtintensitäten, da die Zellen aufgrund der hohen Ströme sehr sensitiv auf Serienwiderstandsverluste sind. Es gibt verschiedene Typen von Rückseitenkontaktzellen, die sich prinzipiell durch die Position des sammelnden Emitters definieren. Konzepte für Solarzellen mit sammelndem Emitter auf der Vorder- und Rückseite sind zum Beispiel die Metal Wrap Through (MWT) [72] und die Emitter Wrap Through (EWT) [73] Solarzellen, bei denen die beiden Emitters durch metallisierte, bzw. diffundierte Emitterslöcher mit einander verbunden werden. In der vorliegenden Arbeit werden Rückseitenkontaktzellen untersucht, deren sammelnder Emitter sich nur auf der Rückseite der Solarzelle befindet. Das heißt, dass die vor allem an der Solarzellenvorderseite generierten Minoritätsladungsträger durch den gesamten Wafer zum Emitter diffundieren müssen. Dies stellt besondere Herausforderungen an die

elektrische Qualität des Siliziummaterials und die Qualität der Passivierung der Oberflächen.

In der vorliegenden Arbeit wird besonderes Augenmerk auf den Einfluss der Passivierung der Vorder- und der Rückseite gelegt. Des Weiteren wird der Einfluss der Metallisierung und der Busbereiche auf den Gesamtwirkungsgrad der Solarzellen untersucht.

5.1 Beschreibung der untersuchten RSK-Solarzelle

In diesem Abschnitt sollen die für das Kapitel notwendigen Definitionen und die in den Simulationen verwendeten Parameter vorgestellt werden. Abbildung 5.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer RSK-Solarzelle.

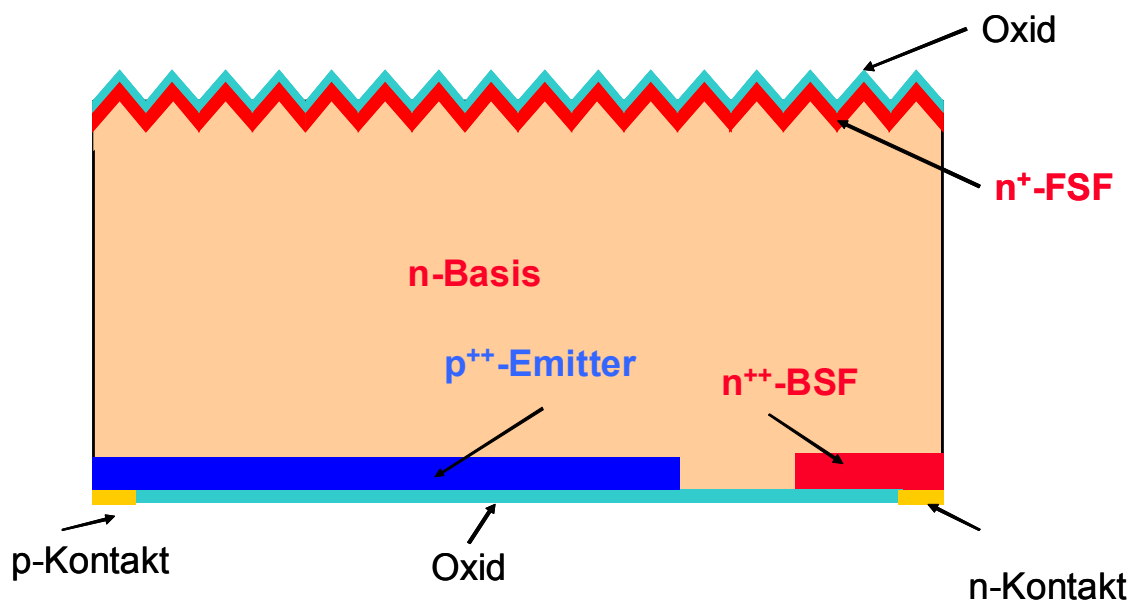


Abbildung 5.1: Skizze des in der Simulation verwendeten Symmetrieelements.

Die Basis der untersuchten Solarzellen ist aus Phosphor dotiertem n -Typ Material. N -Typ Silizium hat den Vorteil, dass die Einfangsquerschnitte für Elektronen und Löcher bei den meisten metallischen Verunreinigungen in Silizium sehr asymmetrisch sind und damit die SRH-Lebensdauer deutlich höher ist, als bei vergleichbarem p -Typ Silizium [74]. Des Weiteren gibt es in n -Typ Czochralski (Cz) Silizium keine lichtinduzierte Degradation wie in p -Typ Cz Silizium, da der für die Degradation verantwortliche Bor-Sauerstoff Komplex [62] aufgrund des fehlenden Bors nicht vorhanden ist. Für die Verbesserung der optischen Eigenschaften ist die Vorderseite mit statistisch verteilten Pyramiden texturiert. Diese Textur erhöht erstens die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in das Silizium eingekoppelt wird und bewirkt zweitens einen zur Oberfläche hin schrägen Verlauf des eingekoppelten Lichts. Dies erhöht zum einen den Lichtweg der Photonen in der Zelle und zum anderen die Wahrscheinlichkeit der Totalreflexion an der Rückseite der Zelle.

Auf der Vorderseite befindet sich eine hochdotierte Phosphorschicht, die zu einem $n-n^{++}$ Übergang („High-Low Junction“) führt. Da sich diese Schicht auf der Vorderseite befindet, wird sie auch als „Front-Surface Field“ (FSF) bezeichnet. Auf der Rückseite befindet sich der sammelnde Bor dotierte p^{++} -Emitter und über dem n -Kontakt auf der Rückseite befindet sich ebenfalls eine hochdotierte Phosphorschicht, das BSF. Diese dient zum einem zur Passivierung des Metall-Halbleiter-Übergangs, des Weiteren wird mit der hohen Oberflächendotierung ein geringerer Kontaktwiderstand erreicht [75]. Zwischen Emitter und BSF befindet sich eine Lücke, um technologische Probleme bei aneinanderstoßenden Hochdotierungen zu vermeiden. Die gesamte Rückseite (mit Ausnahme der Kontaktöffnungen) sowie die Vorderseite sind mit einer dielektrischen Schicht passiviert.

In Tabelle 5.1, Tabelle 5.2 und Tabelle 5.3, sind die in der Simulation verwendeten Standardparameter zusammengefasst. Abweichungen von den Standardparametern werden im Text erläutert.

Tabelle 5.1: Standardparameter für die Geometrie der untersuchten RSK-Solarzelle.

Geometrie	
Zelldicke	160 μm
Lücke zwischen BSF und Emitter	150 μm
Breite BSF	300 μm
Kontaktöffnungen	40 μm
BSF	$7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Oberflächendotierung 8 $\Omega/\text{sqr.}$ Gauß Profil
Emitter	$2.9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Oberflächendotierung 19 $\Omega/\text{sqr.}$ Gauß Profil

Tabelle 5.2 : Standardparameter der Rekombinationseigenschaften der untersuchten RSK-Solarzelle.

Parameter der Oberflächen und SRH-Rekombination	
SRH-Lebensdauer $\tau_n = \tau_p = \tau (E_t = E_i)$	$\tau = 1000 \mu\text{s}$
$S_{\text{Vorderseite}} (S_n = S_p = S)$	$S(N_D) = 70x \frac{N_D}{7x10^{17}} \text{ cm/s; Ref. [76]}$
$S_{\text{BSF}} (S_n = S_p = S)$	$S(N_D) = 70x \frac{N_D}{7x10^{17}} \text{ cm/s; Ref. [76]}$
$S_{\text{Emitter}} (S_n = S_p = S)$	$S(N_A) = 500x \left(\frac{N_A}{1x10^{16}} \right)^{1/3} \text{ cm/s; Ref. [77]}$
$S_{\text{Basis}} (S_n = S_p = S)$	70 cm/s; Ref.[76]

Tabelle 5.3: Parameter der optischen RAYN-Simulation der untersuchten RSK-Solarzelle.

Parameter der optischen Simulation	
Dicke des Oxids auf der Vorderseite	105 nm
R_b	0.83
Phong-Exponent	200

5.2 Analyse der elektrischen Eigenschaften der Vorderseite

Wie in der Einleitung dieses Kapitel bereits beschrieben, spielt die Passivierung der Vorderseite eine dominante Rolle bei rückseitensammelnden Solarzellen. Ziel einer guten Passivierung ist es, die Nettorekombinationsrate zu senken. Wie in Kapitel 2.4.4 beschrieben, hängt die Nettorekombinationsrate der Oberflächenrekombination von der Minoritätsladungsträgerdichte sowie der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) ab. Daraus folgt, dass eine Reduzierung der Nettorekombinationsrate zum einen durch Absenkung der Minoritätsladungsträgerdichte und bzw. oder Reduzierung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit erfolgen kann.

Reduzierung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist hauptsächlich durch die Zustandsdichte der Störstellen D_{it} an der Oberfläche bestimmt. Eine Reduzierung der Zustandsdichte kann durch Absättigung offener Bindungen an der Silizium Kristalloberfläche erreicht werden. Hierfür kann z. B. Siliziumdioxid (SiO_2), Siliziumnitrid (SiN) oder Wasserstoff (H) verwendet werden. [78]

Absenkung der Minoritätsladungsträgerdichte

Eine Absenkung der Minoritätsladungsträgerdichte, die zur Reduktion der Nettorekombinationsrate führt (siehe Gleichung (2.31)), kann durch Aufbringen einer dielektrischen Schicht mit festen positiven oder negativen Ladungen (sog. Feldeffektpassivierung [11]) oder durch Einbringen eines Dotierprofils erzeugt werden. Bei den Dotierprofilen unterscheidet man zwischen sogenannten „High-Low Junctions“, wenn die Polarität der Basisdotierung und des eingebrachten Dotierprofils gleich ist, und „Floating Junctions“, wenn durch die Diffusion ein pn -Übergang entsteht, der nicht kontaktiert ist [79, 80]. Befindet sich die „High-Low Junction“ auf der Vorderseite einer Solarzelle, spricht man auch von einem „Front-Surface Field (FSF)“ [81].

Im Folgenden soll nun die Passivierungseigenschaft des FSF anhand analytischer und numerischer Rechnungen untersucht und mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden.

Der Einfluss eines FSF auf die Effizienz einer Solarzelle wurde bereits in verschiedenen Veröffentlichungen untersucht. Sah *et al.* [82] und Lindholm *et al.* [83] untersuchten den Effekt einer „High-Low Junction“, um die Emitter-Sättigungsstromdichte J_{0e} ihrer

High-Low Junction Emitter (HLE) Solarzellen zu reduzieren, und damit höhere Offenklemspannungen zu erreichen. Dai and Tang [84] präsentierten in ihrer Arbeit ein analytisches Modell zur Berechnung der IQE eine RSK-Solarzelle inklusive der Einsammelwahrscheinlichkeit im FSF, durch Lösen der Kontinuitätsgleichungen (siehe Gleichungen (2.18)) in der Basis und dem FSF. In dieser Arbeit wird ein alternativer Ansatz zur Berechnung der IQE, unter Verwendung des Reziprozitätstheorems und der Einsammelwahrscheinlichkeit, präsentiert. Der Vorteil dieses Ansatzes ist die Trennung von optischen und elektrischen Eigenschaften der Solarzelle, die deshalb separat berechnet werden können.

Zuerst soll das Konzept des Reziprozitätstheorems und der Einsammelwahrscheinlichkeit vorgestellt werden. Anschließend werden die Ergebnisse der analytischen Berechnungen mit numerischen Ergebnissen verglichen, um dann das analytische Modell zur Optimierung des FSF zu verwenden. Zum Schluss werden die Ergebnisse mit experimentellen Solarzellenergebnissen verglichen.

5.2.1 Einsammelwahrscheinlichkeit und Reziprozitätstheorem

Die Einsammelwahrscheinlichkeit $\varphi(r)$ ist definiert als die Wahrscheinlichkeit, dass ein durch Licht an der Position r generierter Minoritätsladungsträger durch den pn -Übergang eingesammelt wird. Ist $J_{gen}(r)$ die an der Position r optisch generierte Stromdichte, dann ist $\varphi(r)$ der Anteil dieser Stromdichte, der zu J_{sc} beiträgt.

$$\varphi(r) = \frac{J_{sc}}{J_{gen}(r)} \quad (5.1)$$

Die Verwendung der Einsammelwahrscheinlichkeit ist besonders sinnvoll in Zusammenhang mit dem von Donolato entwickelten Reziprozitätstheorem [85]. Dieses Theorem sagt aus, dass:

“The current collected by a pn -junction in presence of a unit point charge generation of carriers at point P is the same (apart from dimensions) as the excess minority-carrier density at point P due to a unit density of carriers at the junction edge”. [85]

Das Theorem wurde von Green [86] und Donolato [87] für den Fall beliebiger Geometrien, inhomogener Halbleitereigenschaften und elektrischer Felder erweitert. Des Weiteren wurde von Rau und Brendel [88] gezeigt, dass das Theorem auch für Teilchen, die der Fermi-Statistik unterliegen, gültig ist. Das Elegante an dem Ergebnis von Donolato ist, dass die Lösung von $\varphi(r)$ in einem einzelnen Schritt durch Lösen der inhomogenen Version der Transportgleichung,

$$D\nabla^2\varphi(r) - \frac{1}{\tau}\varphi(r) = 0, \quad (5.2)$$

mit der Diffusionskonstante D und der Minoritätsladungsträgerlebensdauer τ , sowie mit den folgenden inhomogenen Randbedingungen erreicht werden kann. Die Annahme idealer Einsammelwahrscheinlichkeit am pn -Übergang ($Oberfl_{pn}$) führt zu

$$\varphi(r)\Big|_{r \in \text{Oberfl}_{pn}} = 1, \quad (5.3)$$

und die Randbedingung für alle anderen Oberflächen Oberfl_i , die durch die reduzierte ORG $s_i = S_i/D$ charakterisiert sind, ergibt sich zu

$$\frac{\partial \varphi(r)}{\partial n_i} \Big|_{r \in \text{Oberfl}_i} = -s_i \varphi(r), \quad (5.4)$$

wobei die Ableitung in Richtung der Oberflächennormalen n_i der Oberflächen Oberfl_i , erfolgt.

Die allgemeine Lösung von Gleichung (5.2) in einer Dimension mit dem pn -Übergang senkrecht zur z -Achse lautet

$$\varphi(z) = A \exp\left(-\frac{z}{L}\right) + B \exp\left(\frac{z}{L}\right), \quad (5.5)$$

mit $L \equiv \sqrt{D\tau}$. Unter Verwendung der Randbedingungen (5.3) und (5.4) ergibt sich die Einsammelwahrscheinlichkeit der Basis einer Solarzelle mit der Dicke W_b , der reduzierten ORGs und einem pn -Übergang bei $z = 0$ zu:

$$\varphi(z) = \frac{\cosh[(W_b - z)/L] + L \cdot s \cdot \sinh[(W_b - z)/L]}{\cosh[W_b/L] + L \cdot s \cdot \sinh[W_b/L]}. \quad (5.6)$$

Befinden sich in der Basis einer Solarzelle unterschiedlich dotierte Regionen, wie zum Beispiel im Falle eines FSF, müssen die Transportgleichungen an den Schnittstellen dieser Regionen gekoppelt werden. Unter der Annahme, dass keine Generation und Rekombination in der Raumladungszone der „High-Low Junction“ stattfindet, muss die Stromdichte über den Übergang konstant sein. Diese Bedingung führt zu folgender Randbedingung:

$$qn_{01}D_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \Big|_{z=W_1} = qn_{02}D_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \Big|_{z=W_1}, \quad (5.7)$$

mit der Gleichgewichtsladungsträgerkonzentration n_{01} und n_{02} und den Diffusionskonstanten D_1 und D_2 der Regionen 1 und 2 (siehe Abbildung 5.2).

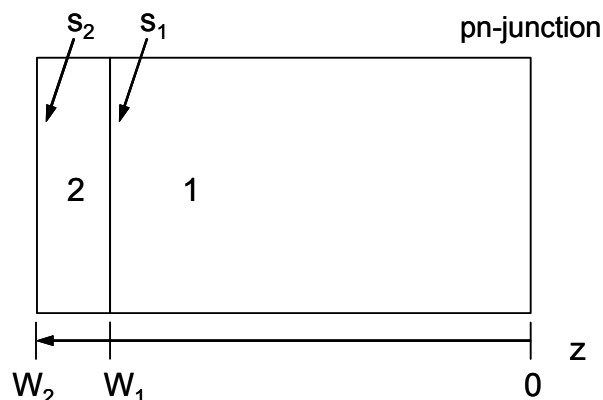


Abbildung 5.2: Skizze einer Solarzelle mit unterschiedlich dotierten Basis Regionen. Der pn-Übergang befindet sich bei $z=0$.

Die letzte Randbedingung ergibt sich aus der Tatsache, dass die Einsammelwahrscheinlichkeiten an den Grenzflächen gleich sein müssen, d.h. $\varphi_1(W_1) = \varphi_2(W_1)$. Mit diesen Randbedingungen kann nun die Einsammelwahrscheinlichkeit der beiden Regionen berechnet werden. Für Region 1 ergibt sich das gleiche Ergebnis (siehe Gleichung (5.6)) wie bei einer Zelle ohne hoch dotierte Region, wenn W_b durch W_1 , L durch L_1 und s durch

$$s_1 = \frac{S_1}{D_1} = \frac{D_2}{D_1} \underbrace{\frac{n_{02}}{n_{01}}}_{f_{\text{dop}}} \underbrace{\frac{1}{L_2} \frac{s_2 L_2 + \tanh(W_2/L_2)}{1 + s_2 L_2 \tanh(W_2/L_2)}}_{f_{\text{geo}}} \quad (5.8)$$

ersetzt wird. Gleichung (5.8) beschreibt die effektive ORG einer Basis Region, die an eine hochdotierte Schicht grenzt. Sie stimmt mit dem Ergebnis von Godlewski *et al.* [51] überein, der den Einfluss eines „Back-Surface Fields“ (BSF) auf die Offenkreis-Spannung einer Silizium-Solarzelle untersucht hat. Diese effektive ORG kann in einen dotierabhängigen Anteil (f_{dop}) und einen geometrieabhängigen Teil (f_{geo}) aufgeteilt werden. Das bedeutet, dass die effektive ORG durch Änderung der Dotierung der beiden Regionen und durch Änderung der Dicke der hochdotierten Region verändert werden kann. Auf die Wiedergabe der Lösung von Gleichung (5.2) für Region 2, wird hier aufgrund des länglichen Ausdrucks verzichtet. Die für die folgenden analytischen Berechnungen verwendeten dotierabhängigen Parameter der Minoritätsladungsträgerlebensdauer, der ORG und des Band Gap Narrowings sind in [89] zusammengefasst.

Der Einfluss eines FSF auf die Einsammelwahrscheinlichkeit, sowie der Vergleich mit einer Zelle ohne FSF ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Um die Unterschiede deutlich aufzuzeigen, wurde ein sehr tiefes ($2 \mu\text{m}$), hochdotiertes (10^{19} cm^{-3}) kastenförmiges Profil verwendet, welches in dieser Form in einer realen Solarzelle nicht verwendet würde.

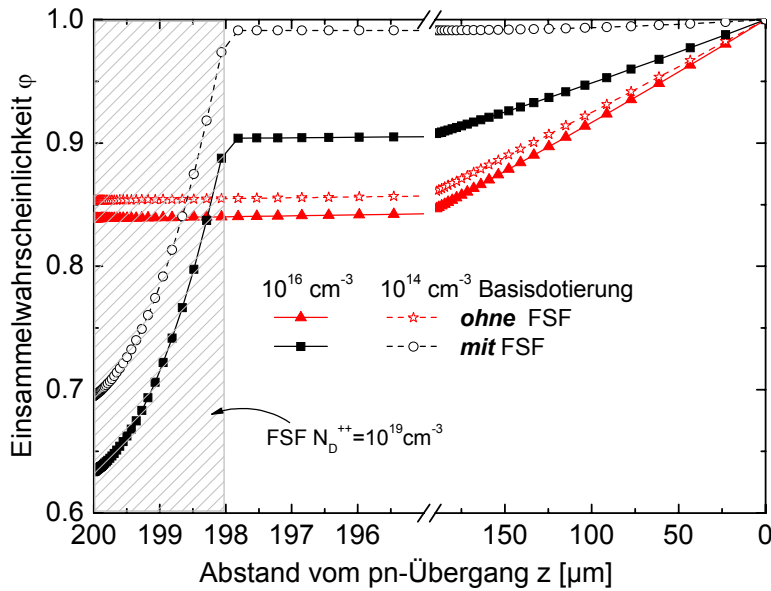


Abbildung 5.3: Einsammelwahrscheinlichkeit einer n-Typ Solarzellenbasis mit und ohne FSF. Die Dicke und Dotierung des FSFs beträgt $2 \mu\text{m}$ und 10^{19} cm^{-3} . Für die Zelle mit FSF ist die ORG 1000 cm/s , für die Zelle ohne FSF 100 cm/s . Bei der Zelle mit FSF ist die starke Abhängigkeit von der Basisdotierung deutlich zu erkennen.

Aufgetragen ist die Einsammelwahrscheinlichkeit der Basis von unterschiedlich dotiertem Basismaterial mit und ohne FSF. Bei den Zellen mit FSF ist eine deutliche Abhängigkeit der Einsammelwahrscheinlichkeit von der Basisdotierung an der Grenzfläche zur hochdotierten Schicht zu beobachten. Dies lässt sich durch die Dotierabhängigkeit der effektiven ORG an dieser Grenzfläche erklären. Die Zellen ohne FSF zeigen nur eine leichte Abhängigkeit von der Basisdotierung, die hier von der Änderung der Diffusionslänge und vor allem von einer kleineren reduzierten ORG herrührt. Der Vergleich zwischen Zellen mit und ohne FSF zeigt, dass aufgrund der geringeren Lebensdauer in der hochdotierten Schicht die Einsammelwahrscheinlichkeit im Bereich des FSF deutlich kleiner ist, als bei den Zellen ohne FSF. Allerdings führt das FSF zu einer erhöhten Einsammelwahrscheinlichkeit in der Basis. Um die Unterschiede der Einsammelwahrscheinlichkeit zu quantifizieren, müssen diese nun mit den optischen Eigenschaften der Solarzelle (J_{gen}) verknüpft werden. Die Einsammelwahrscheinlichkeit ist über folgenden Zusammenhang direkt mit der internen Quanteneffizienz (IQE) verknüpft:

$$IQE(\lambda) = \int_0^W \frac{G_\lambda(z)}{E_{p,\lambda}(0)} \varphi(z) dz, \quad (5.9)$$

mit dem einfallenden spektralen Photonenfluss $E_{p,\lambda}(0)$. Für eine Zelle ohne interne Reflexion, ist die Generationsrate $G_\lambda(z)$ gegeben durch

$$G_\lambda(z) = E_{p,\lambda}(0)\alpha(\lambda)\exp[-\alpha(\lambda)z]. \quad (5.10)$$

Unter Verwendung von Gleichung (5.9) und (5.10), sowie der Einsammelwahrscheinlichkeit $\varphi(r)$ lässt sich nun sehr schnell die IQE einer Solarzelle mit einer hochdotierten Region berechnen. Der Vorteil dieser Herangehensweise ist die Trennung von optischen und elektrischen Eigenschaften, wie in Gleichung (5.9) ersichtlich. Für die optischen Berechnungen lassen sich sehr einfache analytische Modelle, wie zum Beispiel in Gleichung (5.10) dargestellt, aber auch numerische Ergebnisse aus komplexeren Strahlverfolgungsprogrammen verwenden. Die elektrischen Berechnungen bleiben davon unberührt. Die zu den Einsammelwahrscheinlichkeiten in Abbildung 5.3 gehörenden IQEs sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Deutlich ist hier auch die starke Dotierabhängigkeit der Zelle mit FSF zu sehen. Des Weiteren ist bei den Zellen mit FSF auch die starke Abhängigkeit der IQE von der Wellenlänge, und damit der Eindringtiefe der Photonen, zu erkennen. Wird ein Photon bereits im hochdotierten Bereich des FSF absorbiert, ist die Einsammelwahrscheinlichkeit viel geringer (siehe Abbildung 5.3), und damit auch die IQE. Bei einer Zelle ohne FSF wirkt sich die Rekombination an der Vorderseite über beinahe den gesamten Bereich der IQE aus.

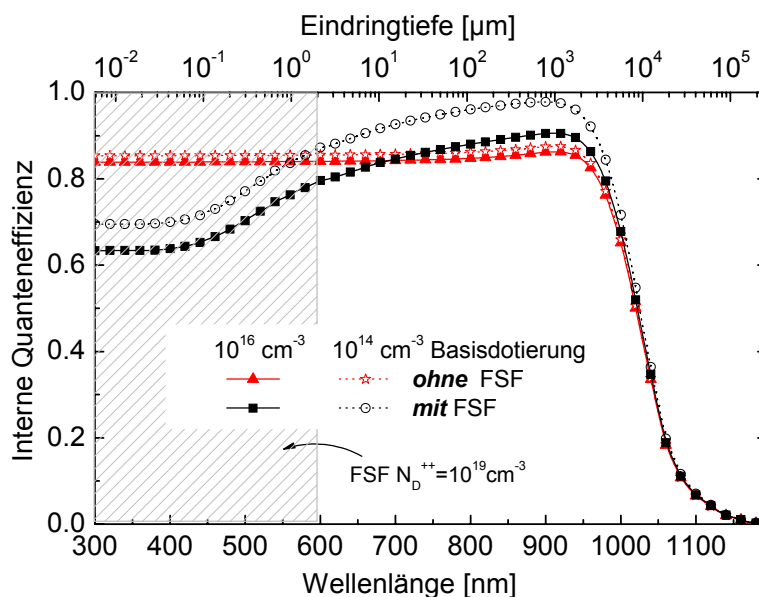


Abbildung 5.4: IQEs einer n-Typ Solarzelle mit und ohne FSF und unterschiedlicher Basisdotierung. Die Dicke und Dotierung des FSFs beträgt $2\ \mu\text{m}$ und $10^{19}\ \text{cm}^{-3}$. Für die Zelle ist die ORG $1000\ \text{cm/s}$, für die Zelle ohne FSF $100\ \text{cm/s}$. Die dazugehörigen Einsammelwahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 5.3 gezeigt. Die Generationsrate $G_\lambda(z)$ wurde für eine Zelle ohne interne Reflexion berechnet.

Im Folgenden wird das Ergebnis der analytischen Berechnungen mit numerischen Simulationen verglichen, um den Gültigkeitsbereich des Formalismus zu bestimmen.

5.2.2 Vergleich der analytisch und numerisch berechneten IQE

In diesem Abschnitt wird die analytisch berechnete IQE von n -Typ RSK-Solarzellen mit dem Ergebnis numerisch berechneter IQEs verglichen. Die Rückseite des zweidimensionalen Symmetrieelements der *SDevice* Simulation ist mit ca. 90% Bor dotiertem p -Emitter bedeckt. Somit ist die Struktur nahezu eindimensional und die Ergebnisse können mit den eindimensionalen analytischen Ergebnissen verglichen werden. Zur Berechnung der optischen Generationsrate wurde *RAYN* [21] verwendet. Durch Setzen der Rückseitenreflexion $R_b = 0$ wurde die interne Reflexion ausgeschaltet, und die berechnete Generationsfunktion entspricht der analytischen Funktion aus Gleichung (5.10). Abbildung 5.5 zeigt den Vergleich zwischen analytisch und numerisch berechneter IQE für Zellen mit (linke Seite) und ohne (rechte Seite) FSF und zwei unterschiedlichen Basisdotierungen.

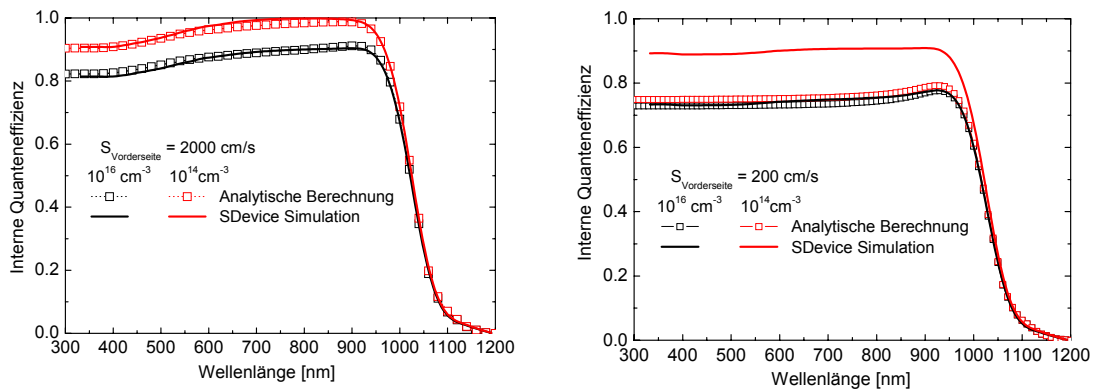


Abbildung 5.5: Vergleich numerisch (*SDevice*) und analytisch berechneter IQEs für Zellen mit FSF (linke Seite) und Zellen ohne FSF (rechte Seite). Die unterschiedliche Rekombinationsgeschwindigkeit zwischen den Zellen mit (2000 cm/s) und ohne (200 cm/s) FSF spiegelt den Einfluss der Oberflächendotierung auf die Rekombinationsgeschwindigkeit wieder.

Die Zelle mit FSF zeigt eine exzellente Übereinstimmung der analytischen und numerischen Berechnungen. Im Gegensatz dazu ergibt sich für die Zelle ohne FSF nur für die hohe Basisdotierung von 10^{16} cm^{-3} eine Übereinstimmung. Bei der Zelle mit der niedrigeren Basisdotierung ist die analytisch berechnete IQE deutlich niedriger als die numerisch berechnete. Dieser Unterschied lässt sich auf Hochinjektionseffekte zurückführen, welche in der numerischen Simulation berücksichtigt werden, in der analytischen jedoch nicht. Bei einer Basisdotierung von 10^{14} cm^{-3} ist die Zelle bei einer Beleuchtung von einer Sonne (1000 W/m^2 , AM1.5g) in Hochinjektion. Zwei Hochinjektionseffekte spielen bei RSK-Solarzellen in diesem Zusammenhang eine Rolle: (i) die Erhöhung der SRH-Lebensdauer ($\tau_{\text{srh, hli}} = \tau_n + \tau_p$) und (ii) die ambipolare Diffusion [90]. Aufgrund der bereits sehr hohen SRH-Lebensdauer von über 1 ms spielt die Erhöhung der Diffusionslänge aufgrund der erhöhten SRH-Lebensdauer nur eine untergeordnete Rolle. Die ambipolare Diffusion ist ein Effekt, der darauf beruht, dass bei RSK-Solarzellen beide Ladungsträgersorten, Elektronen und Löcher, zur Rückseite diffundieren müssen. Elektronen und Löcher haben jedoch eine unterschiedliche

Mobilität und diffundieren damit unterschiedlich schnell. In Hochinjektion, bei der Elektronen und Löcher in gleicher Anzahl vorhanden sind, führt diese gleichgerichtete Diffusion zur Ausbildung einer Raumladung, was wiederum dazu führt, dass die langsamer diffundierenden Ladungsträger beschleunigt, die Anderen abgebremst werden. Die sich daraus ergebende ambipolare Diffusionskonstante D_a berechnet sich somit zu:

$$D_a = \frac{2k_B T}{q} \frac{\mu_e \mu_h}{\mu_e + \mu_h}. \quad (5.11)$$

Für die untersuchten Zellen mit n -Typ Basis, bei der die Löcher die Minoritäten darstellen, führt dies bei einer Dotierung von 10^{14} cm^{-3} zu einem Anstieg der Diffusionskonstanten $D_h = 12.29 \text{ cm}^2/\text{s}$ zu $D_a = 18.39 \text{ cm}^2/\text{s}$. Diese Erhöhung führt aber zu einer Erniedrigung der reduzierten ORG ($s = S/D$, siehe Gleichung (5.4)), was wiederum zu einer Erhöhung der Einsammelwahrscheinlichkeit und damit der IQE führt.

Bei der numerischen Berechnung der IQE mit *SDevice* wird zusätzlich zum monochromatischen Messlicht eine Biasbeleuchtung verwendet, um die Zelle bei annähernd ähnlichen Injektionsbedingungen zu untersuchen, wie bei einer Beleuchtung mit einer Sonne. Um die IQE unter Niedriginjektionsbedingungen zu berechnen, wurde die Biasbeleuchtung reduziert. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist für Zellen ohne FSF in Abbildung 5.6 zu sehen.

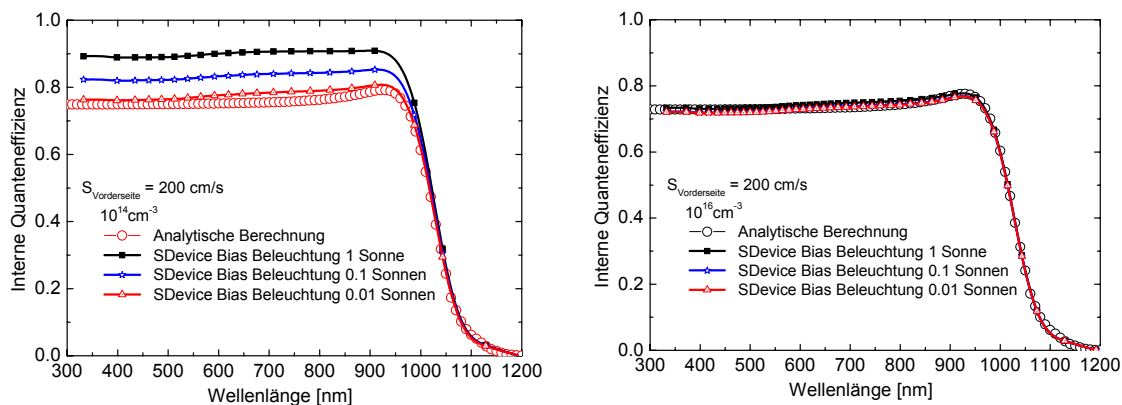


Abbildung 5.6: Vergleich numerisch (*SDevice*) und analytisch berechneter IQEs für Zellen ohne FSF. Bei der numerischen Simulation wurden verschiedene Biasbeleuchtungen verwendet, um den Einfluss von Hochinjektionseffekten zu untersuchen. Die Basisdotierung der Zellen beträgt 10^{14} cm^{-3} (linke Seite) und 10^{16} cm^{-3} (rechte Seite).

Bei der Zelle mit einer Basisdotierung von 10^{14} cm^{-3} (linke Seite von Abbildung 5.6) ist der Anstieg der IQE mit ansteigender Biasbeleuchtung deutlich zu erkennen. Im Gegensatz dazu zeigt die Zelle mit der Basisdotierung von 10^{16} cm^{-3} keine Änderung mit ansteigender Biasbeleuchtung. Dieses Ergebnis zeigt, dass Hochinjektionseffekte bei Zellen ohne FSF nicht vernachlässigt werden dürfen.

Die beschriebenen Hochinjektionseffekte spielen hingegen bei den untersuchten Zellen mit FSF keine Rolle. Nur im Bereich der Basis befindet sich die Zelle in Hochinjektion. In diesem Bereich ist die Einsammelwahrscheinlichkeit jedoch schon beinahe 1 (siehe Abbildung 5.3), sodass die Erhöhung der SRH-Lebensdauer sowie die ambipolare Diffusion keinen Einfluss auf die IQE haben. Somit ist es möglich mit dem einfachen analytischen Modell die IQE von Zellen mit FSF und unterschiedlichen Basisdotierungen zu berechnen, obwohl sich die Basis der Zelle bei niedrigen Basisdotierungen in Hochinjektion befindet.

5.2.3 Einfluss der Basisdotierung und der ORG der Vorderseite auf die Kurzschlussstromdichte

Um den Einfluss der Basisdotierung und der ORG auf die IQE zu quantifizieren, wird die Kurzschlussstromdichte J_{sc} durch Integration der mit dem AM1.5g Spektrum gewichteten IQE berechnet. Es ist zu berücksichtigen, dass bei der einfachen Form der gewählten optischen Generation weder die externe Reflexion auf der Vorderseite noch die interne Reflexion berücksichtigt werden. Der maximale Strom bei einer Einsammelwahrscheinlichkeit $\varphi(z) = 1$ ist für die verwendete Generation 39.2 mA/cm^2 .

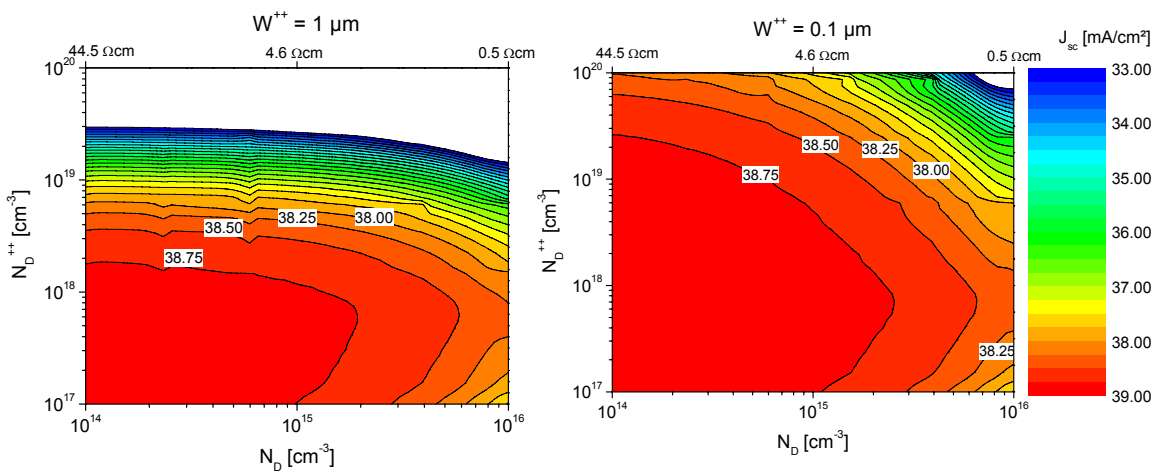


Abbildung 5.7: J_{sc} für verschiedene Basisdotierungen N_D und FSF Dotierungen N_D^{++} . Die Dicke des Kastenprofils des FSF beträgt $1 \mu\text{m}$ (linke Seite) und $0.1 \mu\text{m}$ (rechte Seite).

Die Konturdiagramme in Abbildung 5.7 zeigen den Einfluss der Basisdotierung und der Dotierung des FSF bei einer Dicke W^{++} des FSFs von $1 \mu\text{m}$ bzw. $0.1 \mu\text{m}$. Die ORG wurde nach Cuevas *et al.* [76] entsprechend der Dotierkonzentration des FSFs angepasst. Um den Einfluss einer texturierten Oberfläche zu berücksichtigen, wurden die ORG-Werte analog Dicker *et al.* [79] [52] mit einem Faktor 3 multipliziert. Das Konturdiagramm auf der linken Seite von Abbildung 5.7 zeigt J_{sc} einer Zelle mit einer FSF-Dicke von $1 \mu\text{m}$. Für Dotierkonzentrationen oberhalb 10^{19} cm^{-3} fällt J_{sc} aufgrund zunehmender Auger-Rekombination mit steigender Dotierkonzentration sehr stark ab. Durch Verringerung der Schichtdicke des FSFs lässt sich auch die Auger-

Rekombination verringern, was sich in einer höheren Kurzschlussstromdichte widerspiegelt, wie man im rechten Konturdiagramm in Abbildung 5.7 sehen kann. Unabhängig von der Dicke des FSFs steigt J_{sc} mit sinkender Basisdotierung. Zusammenfassend lässt sich aufgrund der Ergebnisse aus Abbildung 5.7 sagen, dass eine Reduzierung der Basisdotierung und der Dicke des FSFs zu einer Erhöhung von J_{sc} führt. Aufgrund der besseren Passivierbarkeit und der geringeren Auger-Rekombination führt eine niedrigere Oberflächenkonzentration des FSF ebenfalls zu höheren Strömen.

Die in den bisherigen Simulationen angenommenen Rekombinationsgeschwindigkeiten an der Vorderseite beruhen auf Messungen exzellent passivierter Oberflächen. Die Qualität der Passivierung kann jedoch zwischen verschiedenen Chargen variieren, sodass die Werte für die Rekombinationsgeschwindigkeiten von den verwendeten Werten abweichen können. Des Weiteren kann die Rekombinationsgeschwindigkeit aufgrund inhomogener Oxidation oder Nitridabscheidungen innerhalb eines Wafers variieren. Der Einfluss unterschiedlicher Rekombinationsgeschwindigkeiten auf J_{sc} ist im Konturdiagramm in Abbildung 5.8 für eine Zelle mit einem 100 nm dicken FSF mit einer Dotierung von 10^{18} cm^{-3} dargestellt.

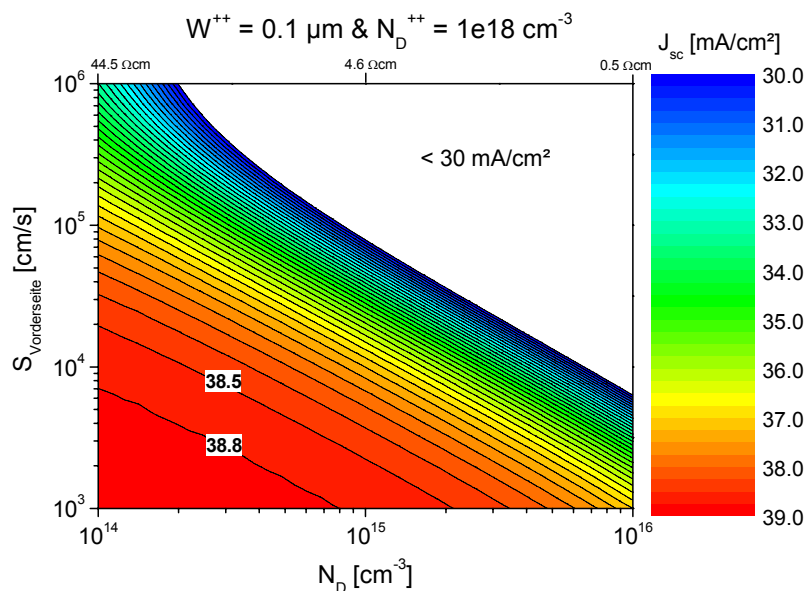


Abbildung 5.8: Einfluss der ORG der Vorderseite und der Basisdotierungen auf die Kurzschlussstromdichte.

Deutlich ist der starke Einfluss der Rekombinationsgeschwindigkeiten an der Vorderseite zu erkennen, insbesondere bei hohen Basisdotierungen. Bei sehr niedrigen Basisdotierungen hingegen ändert sich J_{sc} im Bereich von $S_{Vorderseite} = 10^3 - 5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ nur um weniger als 1 mA/cm^2 . Dies zeigt, dass eine Zelle mit FSF und niedriger Basisdotierung eine höhere Kurzschlussstromdichte ergibt, der Einfluss der Rekombinationsgeschwindigkeit an der Vorderseite reduziert wird und die Solarzelle damit auch weniger anfällig auf Prozessschwankungen ist.

Aufgrund der Erkenntnisse dieses Abschnitts wurden unterschiedliche RSK-Solarzellen mit verschiedenen FSF Dotierprofilen und Basisdotierungen untersucht. Die Zellen wurden innerhalb der Dissertation von Filip Granek hergestellt.

5.2.4 Vergleich mit experimentellen Solarzellenergebnissen

Um die quantitativen Ergebnisse von Kapitel 5.2.3 zu überprüfen, wurden unterschiedliche RSK-Solarzellen mit verschiedenen FSF Dotierprofilen und Basisdotierungen hergestellt. Die Dotierprofile der FSFs wurden mit SIMS¹⁴ an planen, parallel prozessierten Proben gemessen¹⁵. Für die numerische Simulation wurden die Profile im Bereich der Basisdotierung linear extrapoliert. Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen und die für die Simulation verwendeten FSF Dotierprofile. Um den Einfluss der Basisdotierung zu analysieren, wurden Zellen auf 1 Ωcm und 10 Ωcm n -Typ FZ-Silizium prozessiert. Zusätzlich zu den Zellen mit FSF wurden auch Zellen ohne FSF hergestellt.

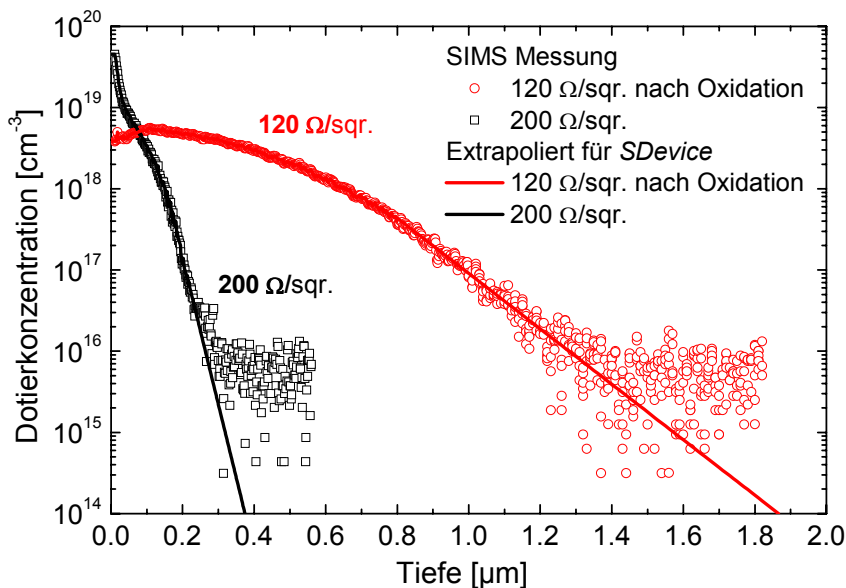


Abbildung 5.9: Mit SIMS gemessene und für SDevice extrapolierte Dotierprofile des FSF der verglichenen RSK-Solarzellen.

Als zusätzliche Variation wurde noch der Fingerabstand (Abstand zwischen zwei Fingern selber Polarität) variiert. Die Breite des BSFs (300 μm) und der Lücke zwischen BSF und Emitter (150 μm) wurden dabei konstant gehalten (siehe auch Abbildung 5.1), sodass eine Vergrößerung des Fingerabstands zu einer Erhöhung der

¹⁴ Secondary ion mass spectrometry: Sekundärionen-Massenspektrometrie

¹⁵ Diesem Vorgehen liegt die Annahme zugrunde, dass die Oberflächengeometrie keinen Einfluss auf das entstehende Dotierprofil hat.

Emitterbedeckung führt. Die experimentellen J_{sc} (offene Symbole) sind zusammen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation (Linien) in Abbildung 5.10 dargestellt. Auf der linken Seite von Abbildung 5.10 sind die Ergebnisse auf $1 \Omega\text{cm}$ Silizium gezeigt, auf der rechten Seite die mit $10 \Omega\text{cm}$, wobei die Messpunkte zum Teil Mittelwerte der Messergebnisse mehrerer Zellen mit identischem Fingerabstand und Basisdotierung sind. Bei den Messwerten der Zellen ohne FSF ist die breite Streuung der Ergebnisse auffällig. Diese spiegelt zum Einen den bereits beschriebenen starken Einfluss der Vorderseitenpassivierung auf J_{sc} wider, ist zum Anderen aber auch auf die zum Teil geringe Anzahl von Zellen zurückzuführen, da zum Teil nur ein oder zwei Zellen pro Fingerabstand und Dotierung zur Verfügung standen.

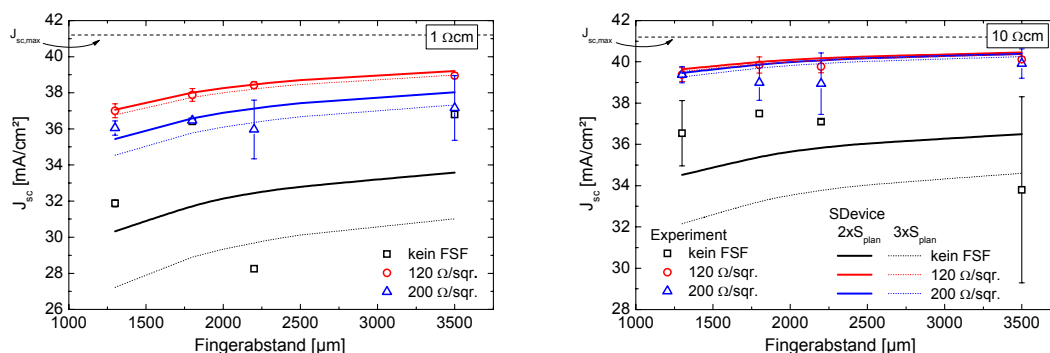


Abbildung 5.10: Vergleich der experimentellen (offene Symbole) und mit SDevice numerisch berechneten (Linien) Kurzschlussstromdichten. Die durchgezogenen Linien sind Rechnungen mit $S_{Vorderseite} = 2xS_{plan}$, die gepunkteten Linien mit $S_{Vorderseite} = 3xS_{plan}$. Die Basisdotierung der Zellen ist $1 \Omega\text{cm}$ (linke Seite) und $10 \Omega\text{cm}$ (rechte Seite). Die Zellen mit FSF zeigen eine deutlich verbesserte Kurzschlussstromdichte im Vergleich zu den Zellen ohne FSF. Bei den Zellen mit $10 \Omega\text{cm}$ spezifischem Basiswiderstand gibt es aufgrund des High-Low Junction Effekts nahezu keinen Unterschied zwischen den Zellen mit $120 \Omega/\text{sqr.}$ und $200 \Omega/\text{sqr.}$ FSF.

Deutlich zu erkennen ist der Anstieg des Kurzschlussstromes mit größer werdendem Fingerabstand, und damit höherer Emitterbedeckung, sowie mit niedrigerer Basisdotierung. Des Weiteren sind die Unterschiede zwischen den beiden FSF Profilen bei den Zellen mit niedriger Basisdotierung deutlich geringer, was sich auf die stärkere Abschirmung der Minoritäten von der Oberfläche bei niedrigerer Basisdotierung zurückführen lässt (siehe auch f_{dop} in Gleichung (5.8)).

Bei der Simulation wurden wiederum die Werte von Cuevas *et al.* für die ORG an der Vorderseite verwendet. Der Einfluss der Textur auf die ORG der Vorderseite wird in verschiedenen Veröffentlichungen unterschiedlich bewertet. Dicker *et al.* [79] gibt den Einfluss der Textur mit einem Faktor $3xS_{plan}$ an, wohingegen Kerr *et al.* [91] eine Erhöhung von J_{0e} durch die Textur um den Faktor 1.5-2.5 extrahiert hat, was dem Faktor 1.73 der Vergrößerung der Oberfläche durch die Textur entspricht. Um diese Unterschiede zu berücksichtigen, wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die ORG der Vorderseite $2xS_{plan}$ (durchgezogenen Linien) und $3xS_{plan}$ (gepunktete Linie) betrug. Für die Zellen mit FSF ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen

experimentellen und simulierten Kurzschlussströmen. Der Unterschied in J_{sc} bei den Simulationen mit der ORG $2xS_{plan}$ bzw. $3xS_{plan}$ ist bei beiden Strukturen mit FSF deutlich geringer als bei den Zellen ohne FSF, und bei den Zellen mit einer Basisdotierung von $10 \Omega\text{cm}$ sogar vernachlässigbar. Bei den Zellen ohne FSF lassen sich die zum Teil sehr hohen Kurzschlussströme weder mit einer ORG von $3xS_{plan}$ noch mit einer ORG von $2xS_{plan}$ ($S_{plan} = 70 \text{ cm/s}$) beschreiben. Bei parallel zu den Zellen hergestellten, planen Lebensdauerproben wurden jedoch auch ORGs unter 10 cm/s gemessen [92]. Der Vergleich der simulierten und experimentellen Ergebnisse zeigt, dass die Zellen ohne FSF trotz sehr geringer ORG ($\ll 100 \text{ cm/s}$) deutlich geringere Kurzschlussströme aufweisen, als Zellen mit FSF.

Insgesamt spiegeln die experimentellen Ergebnisse die Voraussagen der analytischen Berechnungen sehr gut wider. Der positive Einfluss des FSF und auch der Einfluss der Basisdotierung zeigen sich deutlich in den experimentellen Zellergebnissen und den numerischen Simulationen.

Bisher wurde nur der Einfluss des FSF auf den Kurzschlussstrom der RSK-Solarzelle untersucht. Das FSF beeinflusst aber nicht nur die Einsammelwahrscheinlichkeit der Minoritätsladungsträger, sondern auch den Stromtransport der Majoritäten lateral in der Solarzelle. Im Gegensatz zu beidseitig kontaktierten Zellen mit ganzflächigem Rückseitenkontakt müssen die Majoritäten bei RSK-Solarzellen lateral zu den Kontakten fließen. Aufgrund der niedrigen Basisdotierung führt dies zu einem Serienwiderstandsverlust, der sich negativ auf den Füllfaktor der Solarzelle auswirkt. Dieser Widerstandsverlust ist von der Basisdotierung und dem Fingerabstand abhängig.

Abbildung 5.11 zeigt den Füllfaktor von Zellen mit und ohne FSF für verschiedene Fingerabstände. Vor allem für die Zellen mit niedriger Basisdotierung ($10 \Omega\text{cm}$) zeigt sich ein starker Abfall des Füllfaktors mit größer werdendem Fingerabstand. Dieser Abfall ist bei Zellen ohne FSF viel deutlicher, als bei Zellen mit FSF. Durch die hohe Dotierung im FSF ist die Leitfähigkeit im FSF viel größer. Da der Großteil der Elektron-Loch-Paare in dem Bereich des FSF generiert wird, findet auch der Großteil des lateralen Elektronenstroms innerhalb des FSF statt. Dieses Verhalten wird in Abbildung 5.12 deutlich, welche die Elektronenstromdichte sowie den Fluss der Elektronen in technischer Stromrichtung zeigt. Man erkennt, dass der überwiegende Teil der Elektronen lateral in Richtung des n -Kontaktes (BSF) fließt, und erst über diesem nach unten in den Kontakt.

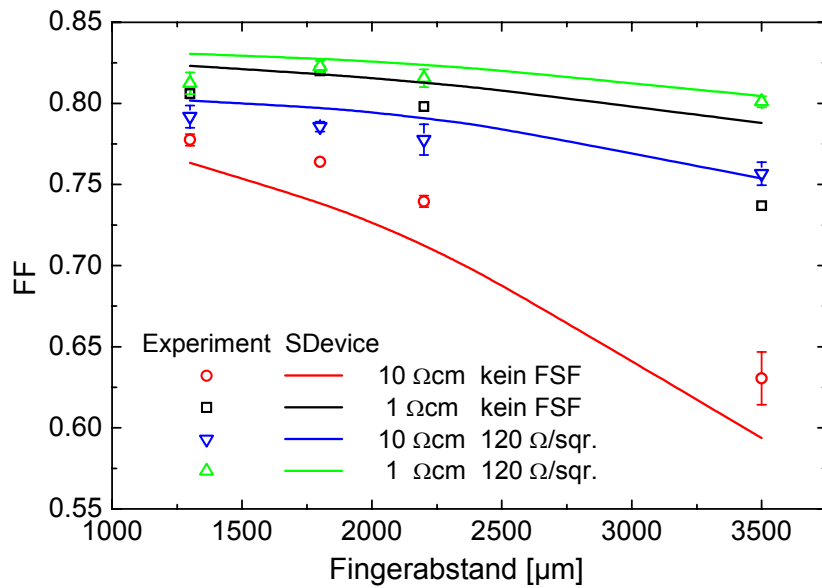


Abbildung 5.11: Einfluss der Basisdotierung und des FSF auf den Füllfaktor einer RSK-Solarzelle. Der Fingerabstand ist der Abstand zwischen zwei p -Fingern. Bei den Zellen mit höherem spezifischem Basiswiderstand ist der Abfall des Füllfaktors aufgrund der Querleitfähigkeit in der Basis bei den Zellen ohne FSF deutlich stärker als bei den Zellen mit FSF.

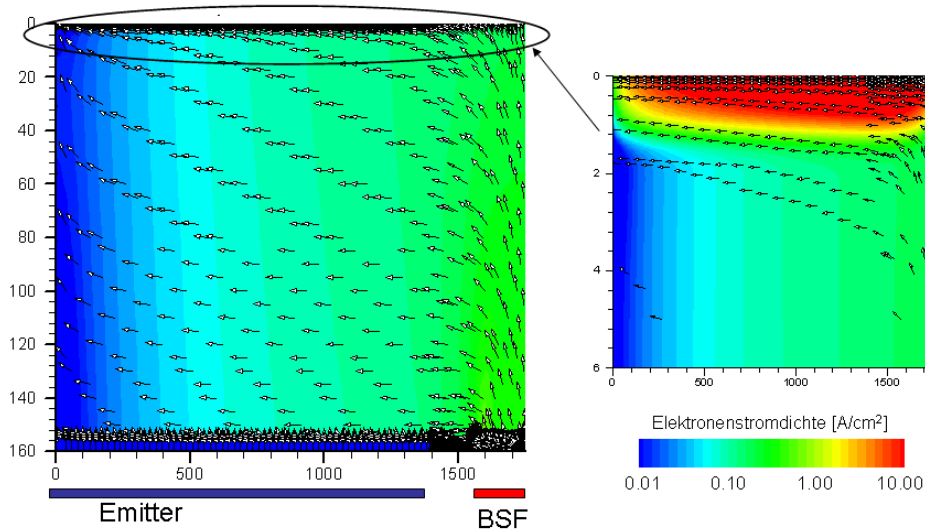


Abbildung 5.12: Elektronenstromdichte am V_{mpp} einer Zelle mit FSF. Die Pfeile zeigen die technische Stromrichtung der Elektronen. Der Ausschnitt rechts zeigt die erhöhte Elektronenstromdichte im Bereich des hochdotierten und damit sehr leitfähigen FSF.

Der Einfluss des FSF auf den Füllfaktor zeigt sich auch im unterschiedlichen Verhalten der Zellen bei Variation der Zelldicke. In Abbildung 5.13 ist der Füllfaktor einer RSK-Solarzelle mit (rechts) und ohne (links) FSF für verschiedene Basisdotierungen und Zelldicken aufgetragen. Für beide Zelltypen führt eine Verringerung der Basisdotierung zu einer Verringerung des Füllfaktors. Das Verhalten bei Änderung der Zelldicke ist jedoch unterschiedlich. Durch Änderung der Zelldicke wird die Querleitfähigkeit des Basismaterials verändert. Wird die Zelle dicker, wird die Querleitfähigkeit in lateraler Richtung größer. Dies führt dazu, dass bei Zellen ohne FSF der Füllfaktor mit größerer Zelldicke ansteigt.

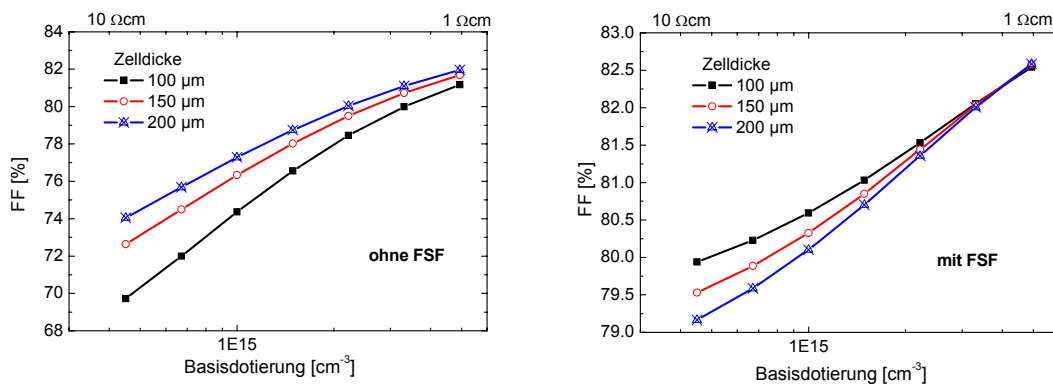


Abbildung 5.13: Einfluss der Zelldicke und der Basisdotierung auf den Füllfaktor bei Zellen mit und ohne FSF. Bei den Zellen ohne FSF ist die Querleitfähigkeit in der Basis der dominierende Widerstandseffekt, bei den Zellen mit FSF die vertikale Leitfähigkeit in der Basis. Daher das gegensätzliche Verhalten des Füllfaktors mit variierender Zelldicke.

Für Zellen mit FSF wird der Füllfaktor hingegen mit größerer Zelldicke kleiner. Neben dem bisher beschriebenen lateralen Serienwiderstandsverlust gibt es zusätzlich noch den vertikalen Serienwiderstandsverlust, der dadurch entsteht, dass die Ladungsträger von vorne nach hinten in den n -Kontakt fließen. Mit steigender Zelldicke wird dieser Weg der Ladungsträger länger, und damit der vertikale Serienwiderstandsverlust größer. Die Zunahme des vertikalen Serienwiderstandsverlustes bei größer werdender Zelldicke ist bei Zellen mit FSF größer als die Verringerung des Serienwiderstandsverlustes in lateraler Richtung. Bei Zellen ohne FSF ist der laterale Serienwiderstandsverlust hingegen der dominierende. Dies führt zu dem unterschiedlichen Verhalten der Zellen mit bzw. ohne FSF bei sich ändernder Zelldicke.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich ein FSF positiv auf den Kurzschlussstrom und den Füllfaktor einer RSK-Solarzelle auswirkt. Vor allem bei Zellen mit niedriger Basisdotierung ist ein FSF unumgänglich, um die Querleitfähigkeit zu erhöhen und damit den lateralen Serienwiderstandsverlust zu reduzieren. Lassen sich die Passivierungseigenschaften eines FSF noch analytisch und eindimensional erklären, ist eine zwei-dimensionale Simulation für die korrekte Beschreibung des Füllfaktors bei RSK-Solarzellen unumgänglich.

Nachdem nun der Einfluss der Vorderseitenpassivierung untersucht wurde, wird im nächsten Abschnitt der Einfluss der Rückseitengeometrie sowie der Dotierprofile des Emitters und des BSF untersucht.

5.3 Analyse der elektrischen Eigenschaften der Rückseite

Bei den bisherigen Analysen bzgl. des Einflusses der Basisdotierung und des Fingerabstandes wurde immer nur die Vorderseite betrachtet. Um den Einfluss der Vorderseite bei den Rechnungen für das Kurzschlussstromverhalten vernachlässigen zu können, wurden numerische *SDevice* Rechnungen einer Zelle ohne FSF mit perfekt passivierter Vorderseite ($S = 0$) für verschiedene Basisdotierungen und Fingerabstände durchgeführt. Eine Zelle ohne FSF wurde deshalb verwendet, um Auger-Rekombination im FSF und „High-Low Junction“ Effekte zu vermeiden. Bei einer Zelle ohne FSF müssen alle Auswirkungen auf die Kurzschlussstromdichte von der Rückseite herrühren. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 5.14 gezeigt.

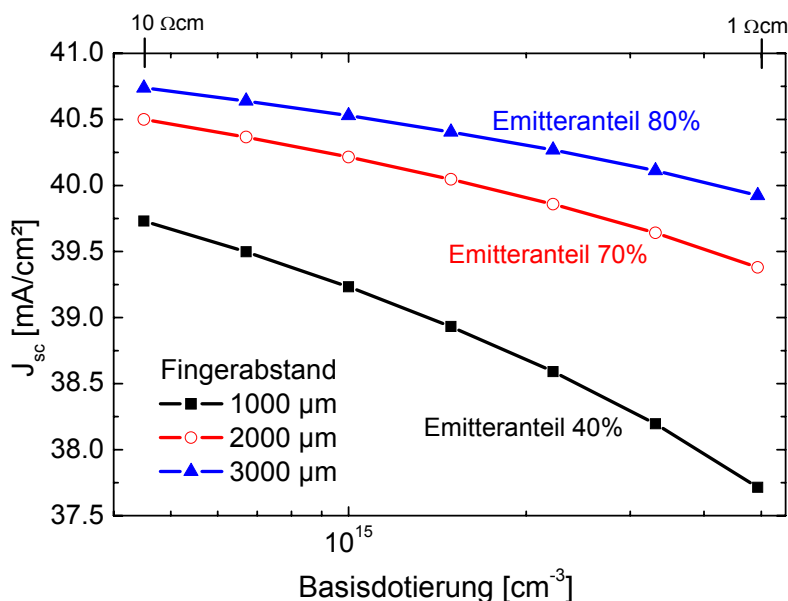


Abbildung 5.14: Einfluss der Basisdotierung auf die Kurzschlussstromdichte einer Zelle ohne FSF mit perfekt passivierter Vorderseite. Mit steigender Basisdotierung und kleinerem Fingerabstand sinkt die Kurzschlussstromdichte der Zellen. Aufgrund der perfekt passivierten Vorderseite muss dies von der Rückseite der Zelle herrühren.

Es zeigt sich, dass auch Zellen mit einer perfekten Oberflächenpassivierung auf der Vorderseite einen starken Einfluss der Basisdotierung und des Fingerabstandes aufweisen. Da bei den Simulationen die gleiche dotierunabhängige SRH-Lebensdauer (1000 µs) verwendet wurde, lässt sich dieser Effekt auch nicht auf die Lebensdauer zurückführen. Es muss sich hierbei also um einen Effekt an der Rückseite der Solarzelle handeln.

Für die Analyse der Rückseite der Solarzelle wurden Zellen, die bereits in Kapitel 5.2.4 untersucht wurden, mit SR-LBIC¹⁶ [93] analysiert. Dafür wurden bei Zellen mit 200 Ω/sq . FSF auf 1 und 10 Ωcm Basismaterial sowie kleinem und großem Fingerabstand ein Linienscan bei einer Wellenlänge von 750 nm senkrecht zu den Fingern durchgeführt. Die Ergebnisse der SR-LBIC Messungen sind in Abbildung 5.15 abgebildet. Zusätzlich zu den Messergebnissen sind auch die Ergebnisse der numerischen *SDevice* Simulation mit aufgetragen.

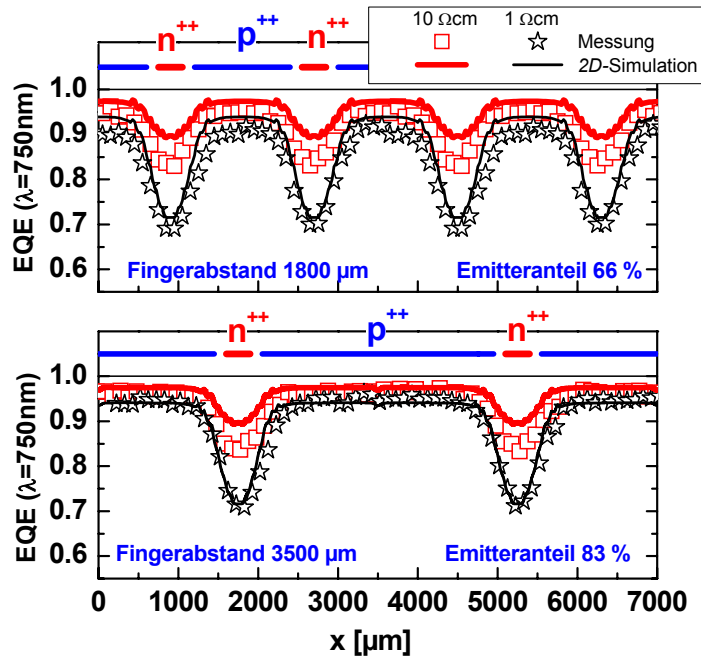


Abbildung 5.15: Gemessene (offene Symbole) und simulierte (Linien) SR-LBIC Linienscans senkrecht zu den Fingern einer RSK-Solarzelle. Das Absinken des EQE über den Basis Bereichen lässt auf eine erhöhte Rekombination in diesen Bereichen schließen. Die Abhängigkeit des Abfalls rührt von High-Low Junction Effekten der BSF-Bereiche her.

Im Bereich des p^{++} -Emitters liegt die EQE der Zellen mit 10 Ωcm Basismaterial bei 0.98, wohingegen bei den Zellen mit 1 Ωcm Basismaterial die EQE bei 0.95 liegt. Dieser Unterschied ergibt sich aus der effektiveren Vorderseitenpassivierung des FSF bei niedrigerer Basisdotierung. Deutlicher zu erkennen ist auch der Abfall der EQE über dem Bereich ohne p^{++} -Emitter, dem Basisbereich. Minoritätsladungsträger, die im Bereich über dem BSF und der passivierten Lücke zwischen Emitter und BSF generiert werden, rekombinieren zum Teil an der Rückseite der Solarzelle und tragen so nicht zum Strom der Solarzelle bei. Das bedeutet, dass die n -Finger auf der Rückseite zu einer reduzierten EQE führen. Analog zu einer Zelle mit einer Fingerstruktur auf der Vorderseite kann man hier also auch von einem Abschattungseffekt reden. Genau genommen handelt es sich hierbei um eine „elektrische Teilabschattung“. Diese „elektrische Teilabschattung“ erklärt auch den Einfluss des Fingerabstandes und damit

¹⁶SR- LBIC: Spectrally Resolved Light Beam Induced Current

der Emitterbedeckung, auf die Kurzschlussstromdichte in Abbildung 5.11 und Abbildung 5.14. In Abbildung 5.15 ist außerdem zu sehen, dass die EQE im Bereich des BSF stärker von der Basisdotierung abhängig ist als im Bereich des Emitters. Diese zusätzliche Erhöhung der EQE bei niedriger Basisdotierung lässt sich bei den untersuchten Zellen ebenfalls mit den analytischen Gleichungen aus Abschnitt 5.2.1 erklären. Durch eine niedrige Basisdotierung verringert sich die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des BSF, $S_{\text{eff,BSF}}$. Dies führt zu einer erhöhten Einsammelwahrscheinlichkeit und damit auch zu einer erhöhten Quanteneffizienz. Betrachtet man Abbildung 5.15, so wird deutlich, dass die gemittelte EQE, und damit auch J_{sc} , bei Zellen mit hohem Emitteranteil und niedriger Basisdotierung höher ist als bei Zellen mit höherer Basisdotierung.

Die Simulationen spiegeln den Verlauf der gemessenen SR-LBIC Kurven sehr gut wider. Allerdings sind die simulierten Werte im Basisbereich der Zellen mit $10 \Omega\text{cm}$ höher, als die der Messungen. Dies kann daraus resultieren, dass die Basisohmigkeit der prozessierten Zellen nicht genau $10 \Omega\text{cm}$ ist, da die Spezifikation der verwendeten Wafer $8.5\text{-}11 \Omega\text{cm}$ betrug. Eine höhere Basisdotierung führt aber zu einer geringeren Abschirmung durch das BSF, und damit zu einer geringeren EQE. Bei den Zellen mit kleinerem Fingerabstand (linke Seite von Abbildung 5.15) ist zusätzlich das Gesamtniveau der Simulation etwas höher, was sich auf eine evtl. schlechtere Vorderseitenpassivierung der Zelle oder auf die Messungenauigkeit der SR-LBIC Messung zurückführen lässt.

5.3.1 Untersuchung des Basisbereiches der Rückseite

Wie in der Skizze des verwendeten Symmetrieelements in Abbildung 5.1 zu erkennen, besteht der Basisbereich auf der Rückseite der Zelle aus einem BSF-Bereich und einem Bereich, der nicht durch Diffusionen passiviert ist, dem sogenannten Gap. In der Diplomarbeit von J. Dicker [52] wurde bereits gezeigt, dass die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der mit Oxid passivierten Gap-Oberfläche für Werte über 100 cm/s einen starken Einfluss auf den Wirkungsgrad der Solarzelle hat. Im Unterschied zu Referenz [52] soll in dieser Arbeit jedoch zusätzlich der Einfluss der Basisdotierung und der Gap-Breite bzw. der BSF-Breite untersucht werden.

Um den Einfluss des Basisbereiches zu untersuchen, wurden *SDevice* Simulationen an Zellen mit $200 \Omega/\text{sqr}$. FSF auf 1 und $10 \Omega\text{cm}$ Basismaterial durchgeführt, bei denen der Emitteranteil, die Passivierungsqualität des Gap-Bereiches und der Fingerabstand variiert wurden. Die Breite des BSF betrug bei allen Simulationen $40 \mu\text{m}$, die Kontaktöffnungen $30 \mu\text{m}$. Ein größerer Fingerabstand führt somit zu einem breiteren Gap, genauso wie eine Reduktion des Emitteranteils zu einem breiteren Gap führt. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abbildung 5.16 zusammengefasst.

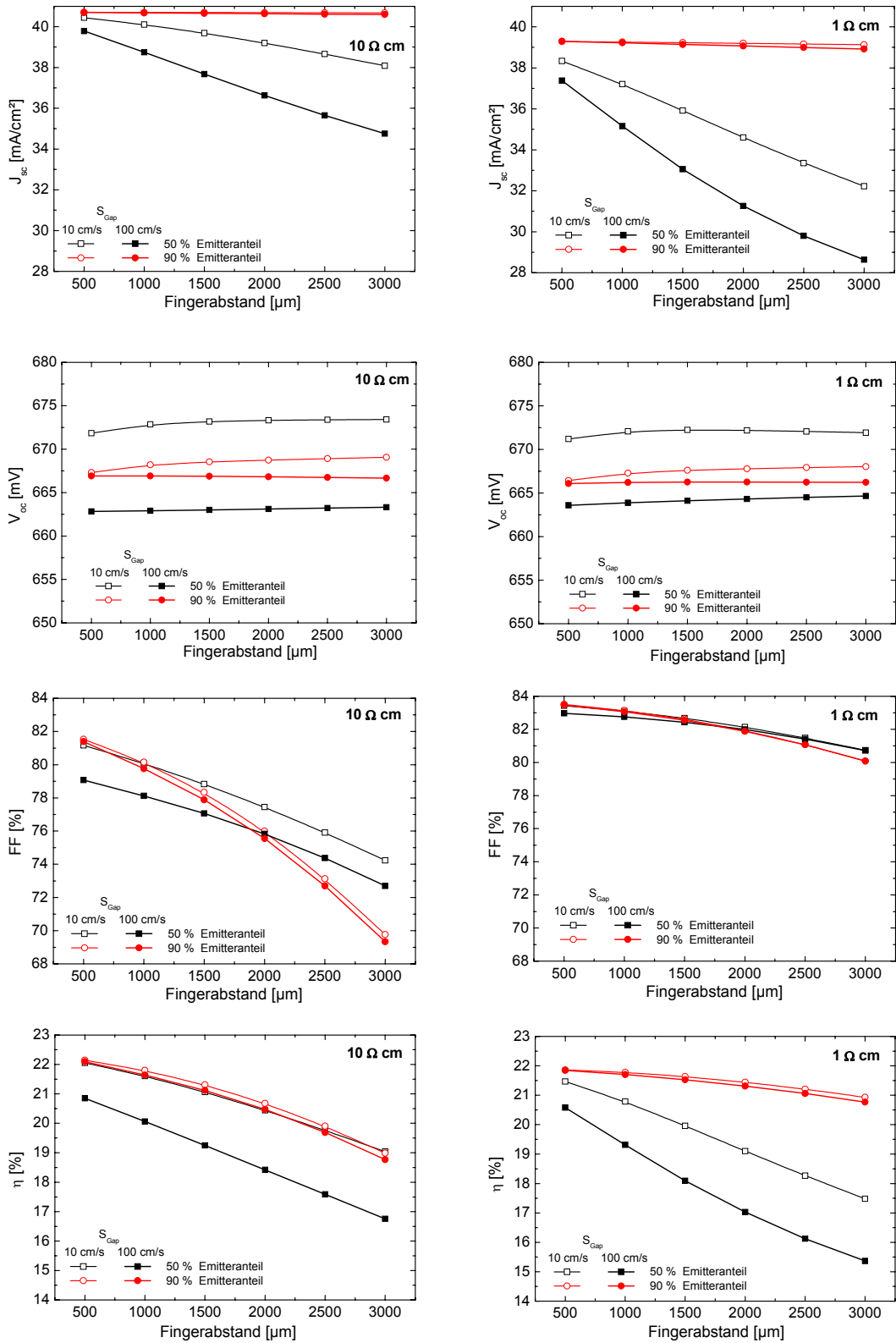


Abbildung 5.16: Variation des Fingerabstandes (Abstand zwischen zwei Fingern gleicher Polarität), der Emitterbedeckung und der Passivierungsqualität des Gap-Bereiches.

Bei der Kurzschlussstromdichte hat der Emitteranteil einen sehr hohen Einfluss. Bei 90% Emitteranteil ist die Kurzschlussstromdichte nahezu unabhängig vom Fingerabstand und von der Rekombinationsgeschwindigkeit im Gap-Bereich. Der Unterschied in J_{sc} zwischen dem 1 und 10 Ωcm Basismaterial rührt nur von der unterschiedlichen Passivierungswirkung des FSF her. Bei niedrigerem Emitteranteil spielen die Passivierungsqualität des Gap-Bereiches und der Fingerabstand eine sehr große Rolle. Bei größer werdendem Fingerabstand, und damit größerem Basisbereich, fällt die Kurzschlussstromdichte stark ab, da immer mehr Ladungsträger an der Rückseite rekombinieren. Dieser Abfall kann zum einen mit einem besser passivierten Basisbereich reduziert werden oder durch Verwendung von Material mit höherem Basiswiderstand.

Bei den Zellen mit höherem Basiswiderstand rührt die höhere Kurzschlussstromdichte von: (i) der besseren Passivierung des BSF-Bereiches (High-Low Junction), (ii) der höheren Diffusionslänge aufgrund der größeren Mobilität und (iii) von Hochinjektionseffekten, wie dem Anstieg der Lebensdauer und einer effektiven Reduzierung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit her. Bei sehr kleinen Fingerabständen, exzellent passiviertem Gap-Bereich und niedriger Basisdotierung lässt sich auch mit kleinerem Emitteranteil eine sehr hohe Kurzschlussstromdichte erreichen.

Bei der Offenklemspannung sind die Auswirkungen der Parametervariation sehr gering und führen nur zu Änderungen im Bereich von 2%. Abhängig von der Passivierungsqualität des Gap-Bereiches führt ein höherer Emitteranteil zu höherer oder niedrigerer Offenklemspannung. Bei $S_{\text{Gap}} = 10 \text{ cm/s}$ gilt somit $J_{0E} > J_{0\text{Gap}}$ und die Offenklemspannung steigt mit geringer werdendem Emitteranteil. Ist jedoch $J_{0E} < J_{0\text{Gap}}$ ($S_{\text{Gap}} = 100 \text{ cm/s}$) führt ein höherer Emitteranteil zu einer Reduzierung der Offenklemspannung.

Der Verlauf des Füllfaktors wird in den untersuchten rückseitenkontaktierten Solarzellen hauptsächlich durch die Querleitfähigkeit in der Basis dominiert (siehe auch Abbildung 5.11). Dies erkennt man in Abbildung 5.16 daran, dass der Fingerabstand bei den Zellen mit dem geringeren Basiswiderstand (1 Ωcm) einen geringeren Einfluss auf den Füllfaktor aufweist, als bei den Zellen mit 10 Ωcm Basiswiderstand. Bei den Zellen mit 10 Ωcm Basiswiderstand ist der Füllfaktor zusätzlich noch stark vom Emitteranteil und der Passivierung des Gap-Bereiches abhängig. Bei einem höheren Emitteranteil erhöht sich mit breiterem Fingerabstand der Weg der Majoritäten durch den Emitter, und damit der Serienwiderstandsverlust im Emitter. Dies führt zu einem zusätzlichen Abfall des Füllfaktors bei Zellen mit hohem Emitteranteil. Die Differenz im Füllfaktor aufgrund der unterschiedlichen Passivierung des Gap-Bereiches rührt von der unterschiedlich starken Rekombinationsrate am V_{mpp} her und ist kein Serienwiderstandseffekt.

Der Verlauf des Wirkungsgrades beinhaltet den Verlauf der gerade diskutierten Hellkennlinienparameter. Zu berücksichtigen ist in diesem Zusammenhang, dass in den gezeigten Berechnungen nur die Eigenschaften des Halbleiters berücksichtigt worden

sind. Zusätzliche Verluste aufgrund von Widerstandsverlusten in der Metallisierung sind nicht berücksichtigt.

Bei den Simulationen in Abbildung 5.16 setzte sich der Basisbereich auf der Rückseite aus einem konstant schmalen BSF (40 μm) und einem Gap-Bereich mit variierender Breite zusammen. Alternativ dazu lässt sich der Basisbereich auch so gestalten, dass der Gap-Bereich so schmal wie möglich gemacht wird und die Rückseite nahezu vollständig mit hochdotierten Bereichen (Emitter und BSF) bedeckt ist.

Um den Unterschied zwischen einem Basisbereich mit hohem BSF-Anteil und einem niedrigeren BSF-Anteil zu untersuchen, wurden die Simulationen aus Abbildung 5.16 wiederholt, jedoch wurde die Breite des Gap-Bereiches auf 5 μm festgesetzt und dafür die Breite des BSFs verändert. Das bedeutet, dass der einzige Unterschied zu den Simulationen in Abbildung 5.16 die unterschiedliche Verteilung des Basisbereiches zwischen passiviertem Gap-Bereich und BSF-Bereich ist. Aufgetragen ist in Abbildung 5.17 die Änderung der Hellkennlinienparameter aus Abbildung 5.16 für den Fall, dass der Basisbereich fast vollständig mit einem BSF bedeckt ist.

Bei der Kurzschlussstromdichte ergeben sich Änderungen nur bei kleinerem Emitteranteil, also größerem Basisbereich. Die Ergebnisse zeigen, dass bei einem $S_{\text{Gap}} = 100 \text{ cm/s}$ ein höherer BSF-Anteil bei beiden Basisdotierungen die Kurzschlussstromdichte erhöht. Bei einem $S_{\text{Gap}} = 10 \text{ cm/s}$ verringert sich J_{sc} bei höherem BSF-Anteil bei beiden Basisdotierungen.

Bei den Offenklemmspannungen sind die Unterschiede zwischen großem und kleinem BSF-Anteil sehr gering (y-Skala nur +/- 2%). Das Verhalten von V_{oc} zeigt, dass die Dunkelstromdichte $J_{0,\text{BSF}}$ des BSF höher ist, als die des passivierten Gap-Bereiches mit $S_{\text{Gap}} = 10 \text{ cm/s}$, jedoch geringer als bei $S_{\text{Gap}} = 100 \text{ cm/s}$. Damit ergibt sich, dass $10 \text{ cm/s} < S_{\text{eff,BSF}} < 100 \text{ cm/s}$ gilt.

Der Vergleich der Änderungen der Kurzschlussstromdichte und der Offenklemmspannung zeigt, dass ein höherer BSF-Anteil einen deutlich höheren Einfluss auf J_{sc} als auf V_{oc} hat. Simulationen mit einem $S_{\text{Gap}} = 70 \text{ cm/s}$ und einem spezifischen Basiswiderstand von 10 Ωcm haben sogar gezeigt, dass die Kurzschlussstromdichte mit breiterem BSF-Anteil ansteigt, wohingegen V_{oc} geringfügig kleiner wird. Die Offenklemmspannung verhält sich in diesem Fall entgegengesetzt zu der Kurzschlussstromdichte. Das Verhalten von V_{oc} zeigt, dass die Dunkelstromdichte $J_{0,\text{BSF}}$ des BSF geringfügig höher ist als die des passivierten Gap-Bereiches. Dass die Kurzschlussstromdichte trotz des höheren $J_{0,\text{BSF}}$ bei größerem BSF-Anteil höher ist, lässt sich anhand der Quasi-Fermi-Potentiale der Löcher zeigen, die in Abbildung 5.18 für Zellen mit 50 μm und 250 μm Gap, einem Emitteranteil von 70% und einem Fingerabstand von 2000 μm dargestellt sind.

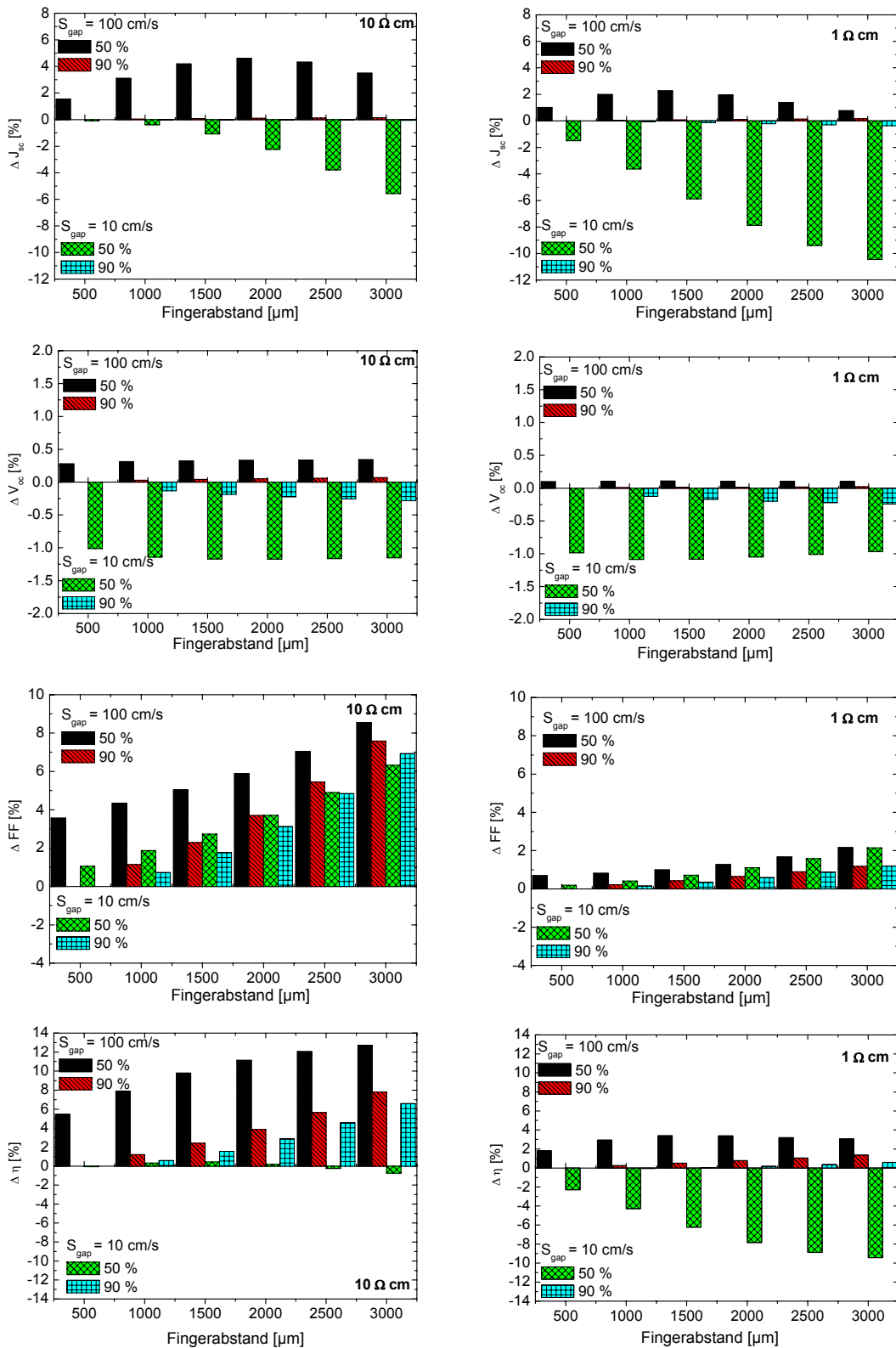


Abbildung 5.17: Änderung der Hellkennlinienparameter aus Abbildung 5.16 wenn der Gap-Bereich auf $5 \mu\text{m}$ festgesetzt wird, und damit der Basisbereich fast vollständig mit einem BSF bedeckt ist. Wiederum wurden die Berechnungen für einen Emitteranteil von 50% und 90% durchgeführt.

Die Löcher werden durch den Gradient des Quasi-Fermi-Potentials in Richtung des sammelnden Emitters bewegt (siehe Gleichung (2.19)). In Abbildung 5.18 ist deutlich zu erkennen, dass das Quasi-Fermi-Potential der Löcher bei der Zelle mit schmalen Gap, und damit dem breiten BSF, im gesamten Bereich über dem BSF deutlich höher ist als bei der Zelle mit schmalen BSF. Das BSF zieht also das Quasi-Fermi-Potential über die gesamte Zelltiefe nach oben. Damit ist aber der Gradient des Quasi-Fermi-Potentials in Richtung des sammelnden Emitters deutlich größer, und die Minoritäten werden bereits nahe der Vorderseite in Richtung des Emitters abgelenkt. Dies führt dann zu einer höheren Kurzschlussstromdichte.

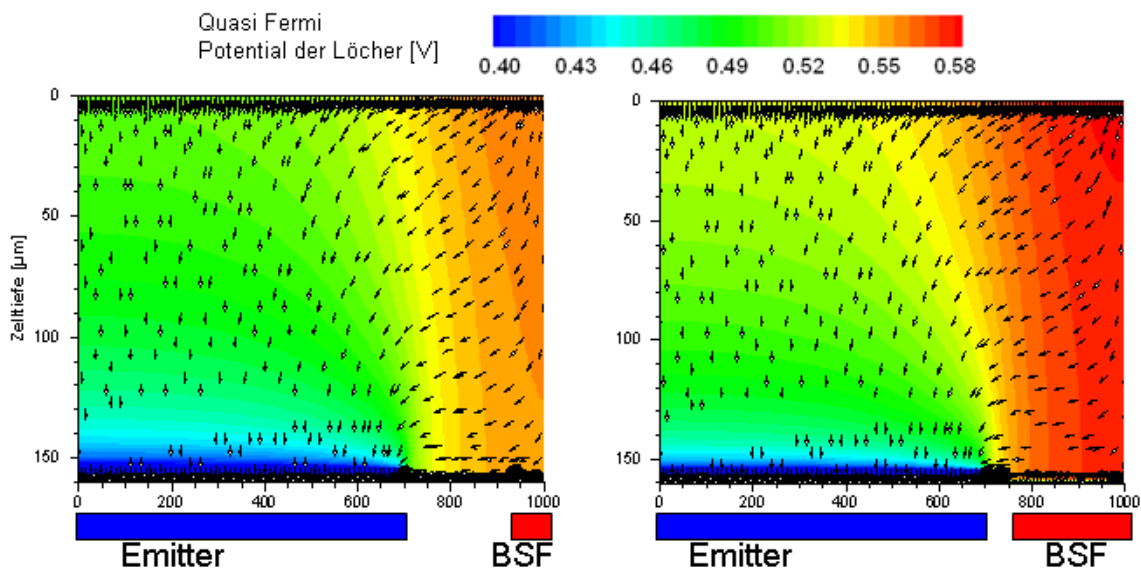


Abbildung 5.18: Quasi-Fermi-Potential der Löcher und Fluss der Löcher für ein Element mit schmalen (links) und breitem (rechts) BSF.

Neben dem Einfluss auf J_{sc} und V_{oc} hat der BSF-Anteil einen sehr starken Einfluss auf den Füllfaktor (siehe Abbildung 5.17). Beim Füllfaktor führt ein höherer BSF-Anteil unabhängig von der Basisdotierung, dem Emitteranteil und der Passivierung des Gap-Bereiches zu einer Erhöhung. Dieser Effekt ist bei den Zellen mit höherem Basiswiderstand größer, da die Erhöhung des Füllfaktors sich auf eine Reduzierung des lateralen Weges der Majoritäten in der Basis zurückführen lässt.

Betrachtet man den Wirkungsgrad der Zellen, zeigt sich, dass sich bei den Zellen mit $10 \Omega\text{cm}$ Basiswiderstand ein höherer BSF-Anteil immer positiv auf den Wirkungsgrad auswirkt. Bei den Zellen mit $1 \Omega\text{cm}$ Basiswiderstand hängt die optimale Aufteilung des Basisbereiches stark von der Passivierungsqualität des Basisbereiches ab.

Aufgrund der Analyse des Basisbereiches der Rückseite lassen sich folgende Aussagen treffen:

- Eine Erhöhung der Emitterbedeckung führt immer zu einem Anstieg der Kurzschlussstromdichte.
- Je nach Passivierungsqualität des Gap-Bereiches führt die Erhöhung der Emitterbedeckung zu einer Reduzierung oder Erhöhung der Offenklemmspannung, die jedoch insgesamt gering ausfällt.
- Bei sehr kleinen Fingerabständen und sehr gut passiviertem Gap-Bereich lässt sich auch mit kleinem Emitteranteil eine sehr hohe Kurzschlussstromdichte erreichen.
- Der Fingerabstand sollte möglichst klein gehalten werden, um die lateralen Serienwiderstandsverluste in der Basis zu minimieren.
- Bei einem $S_{\text{Gap}} > 10 \text{ cm/s}$ sollte die Lücke zwischen BSF und Emitter möglichst klein sein.

Diese Ergebnisse decken sich mit den Berechnungen von Swanson *et al.* [94],[95] für deren Punktkontakt-Rückseitensolarzelle. Diese Zellen haben einen sehr kleinen Fingerabstand ($45 \mu\text{m}$), Dotierprofile nur punktuell über den Kontakten und Basismaterial mit hohem Basiswiderstand.

Bei der industriellen Umsetzung von rückseitenkontaktierten Solarzellen, müssen Widerstandsverluste aufgrund der Metallisierung mitberücksichtigt werden. Dies führt dazu, dass der Fingerabstand nicht beliebig klein gewählt werden kann. Um die Gefahr von Kurzschlüssen zwischen Metallisierung und Halbleitern zu minimieren, beschränkt sich die Metallisierung auf die Bereiche der jeweiligen Polarität. Daher kann der Emitteranteil nicht beliebig ausgedehnt werden. Betrachtet man mit diesen Voraussetzungen die Ergebnisse in Abbildung 5.16 und Abbildung 5.17, so erkennt man, dass der Basiswiderstand deutlich größer als $1 \Omega\text{cm}$ sein muss und der Gap-Bereich möglichst klein gewählt werden sollte.

5.3.2 Optimierung des BSF-Profiles

Die Reduzierung der Offenklemmspannung bei höherem BSF-Anteil bei den Zellen mit einem $S_{\text{Gap}} = 10 \text{ cm/s}$ in Abbildung 5.17 zeigt, dass das verwendete BSF noch nicht optimal ist. Zur Optimierung wurde daher auch der Einfluss unterschiedlicher BSF-Dotierprofile untersucht. Dazu wurden verschiedene Gaußprofile simuliert, die sich in der Oberflächendotierung und im Schichtwiderstand unterscheiden. Ein wichtiger Parameter in den Simulationen ist die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Oberfläche Si/SiO_2 in Abhängigkeit der Oberflächendotierung. In diesen Simulationen wurden die Parameter nach Cuevas *et al.* [76] (siehe auch Tabelle 5.2) verwendet. Die Breite des Gap-Bereiches wurde bei den folgenden Simulationen auf

50 μm festgesetzt, um den Einfluss des BSF stärker zu betonen. Der Fingerabstand betrug 2000 μm , der Emitteranteil 70% und $S_{\text{Gap}} = 70 \text{ cm/s}$. In Abbildung 5.19 ist die Abhängigkeit der Hellkennlinienparameter vom Schichtwiderstand des BSF für verschiedene Oberflächenkonzentrationen aufgetragen. Ein geringer Schichtwiderstand ist gleichbedeutend mit einem tieferen BSF. Auf der linken Seite von Abbildung 5.19 sind die Ergebnisse der Zelle mit einem spezifischen Basiswiderstand von 1 Ωcm , auf der rechten Seite mit 10 Ωcm dargestellt.

J_{sc} und V_{oc} erhöhen sich mit kleiner werdender Oberflächenkonzentration für beide spezifische Basiswiderstände. Dies lässt sich zum Einen mit der niedrigeren Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, zum Anderen durch die geringere Auger-Rekombination erklären. Der leichte Anstieg von V_{oc} mit kleiner werdendem Schichtwiderstand ergibt sich aus der besseren Abschirmungswirkung des BSF mit einem tieferen BSF. Dies zeigt sich auch in der Berechnung der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mit Gleichung (5.8). Ein tieferes BSF führt zu einem geringeren S_{eff} und damit zu einem geringeren $J_{0,\text{BSF}}$, woraus wiederum eine höhere Offenklemspannung resultiert.

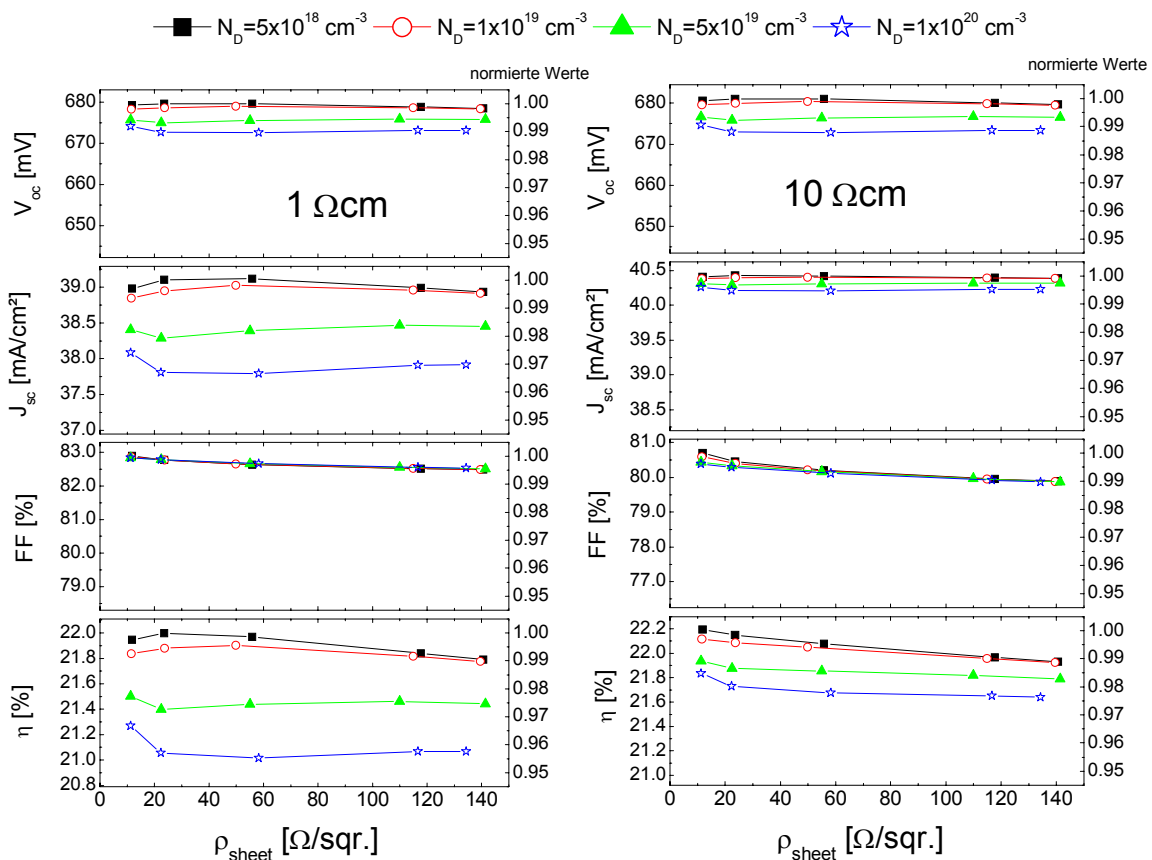


Abbildung 5.19: Einfluss der BSF-Profils auf die Hellkennlinienparameter für 1 Ωcm und 10 Ωcm Basismaterial.

Der Verlauf von J_{sc} lässt sich analog der analytischen Betrachtung des FSF erklären. Bei den Zellen mit niedriger Oberflächenkonzentration ist die Tiefe des BSF bei kleinen

Schichtwiderständen sehr groß ($> 10 \mu\text{m}$). Wie in Abbildung 5.3 gezeigt, ist die Einsammelwahrscheinlichkeit im n^{++} -Gebiet aber aufgrund der Auger-Rekombination deutlich kleiner als in der Basis. Dies führt zur Reduzierung des Kurzschlussstromes. Bei höherer Oberflächenkonzentration ist die Tiefe des BSF deutlich kleiner ($< 4 \mu\text{m}$), sodass dieser Effekt eine geringere Rolle spielt und der Effekt des geringeren S_{eff} zu einem Anstieg von J_{sc} führt. Insgesamt sind die Auswirkungen des BSF-Profiles auf die Kurzschlussstromdichte bei den Zellen mit $1 \Omega\text{cm}$ Basisohmigkeit deutlich größer, als bei den Zellen mit $10 \Omega\text{cm}$ Basisohmigkeit.

Das Profil des BSF hat auf den Füllfaktor der Zellen nahezu keinen Einfluss. Nur bei großen spezifischen Basiswiderständen und sehr kleinen Schichtwiderständen macht sich der Einfluss der Querleitfähigkeit bemerkbar und der Füllfaktor steigt leicht an.

Der Wirkungsgrad ist bei Variation des Dotierprofils des BSF hauptsächlich durch V_{oc} und bei den Zellen mit $1 \Omega\text{cm}$ spezifischem Basiswiderstand zusätzlich durch J_{sc} bestimmt. Grundsätzlich ist eine niedrigere Oberflächenkonzentration für alle spezifischen Basiswiderstände zu bevorzugen. Für die gesamte Zelle ist jedoch zu beachten, dass der Kontaktwiderstand bei abnehmender Oberflächenkonzentration zunimmt [75]. Dies muss bei einer Optimierung der Zellstruktur mit berücksichtigt werden, hängt aber von der Wahl des verwendeten Kontaktmetalls und der Kontaktfläche ab und wird in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

5.4 Einfluss der Metallisierung und der Busse auf den Zellwirkungsgrad

Bei den bisherigen Simulationen wurde nur das in Abbildung 5.1 dargestellte Symmetrieelement betrachtet. Dieses beschreibt aber nur den Bereich über den Fingern, nicht aber die Einflüsse der Metallisierung, des Randes und der Busse. Der Einfluss des Randes wurde in Referenz [52] bereits analysiert. In dieser Arbeit wird nun der Einfluss der Metallisierung und der Busse untersucht und die Ergebnisse im folgenden Abschnitt vorgestellt.

5.4.1 Bestimmung des Serienwiderstandsverlustes bei RSK-Solarzellen

Folgende Beiträge zum Serienwiderstand müssen bei den untersuchten RSK-Solarzellen berücksichtigt werden:

- Halbleiterserienwiderstände: Laterale und vertikale Verluste in der Basis, laterale Verluste im Emitter [52],[96].
- Metallisierungswiderstände: Kontaktwiderstand und ohmsche Verluste im Finger und im Bus.

In den zweidimensionalen *SDevice* Simulationen sind alle Widerstandsverluste im Halbleiter bereits enthalten und deren Einfluss wurde in den letzten beiden Abschnitten bereits untersucht. In diesem Abschnitt soll nun der Einfluss der

Metallisierungswiderstände untersucht werden. Die Kontaktgeometrie der in der Arbeit untersuchten RSK-Solarzellen ist die sogenannte Kammstruktur mit ineinander greifenden n - und p -Fingern. Abbildung 5.20 zeigt den schematischen Aufbau dieser Kontaktgeometrie.

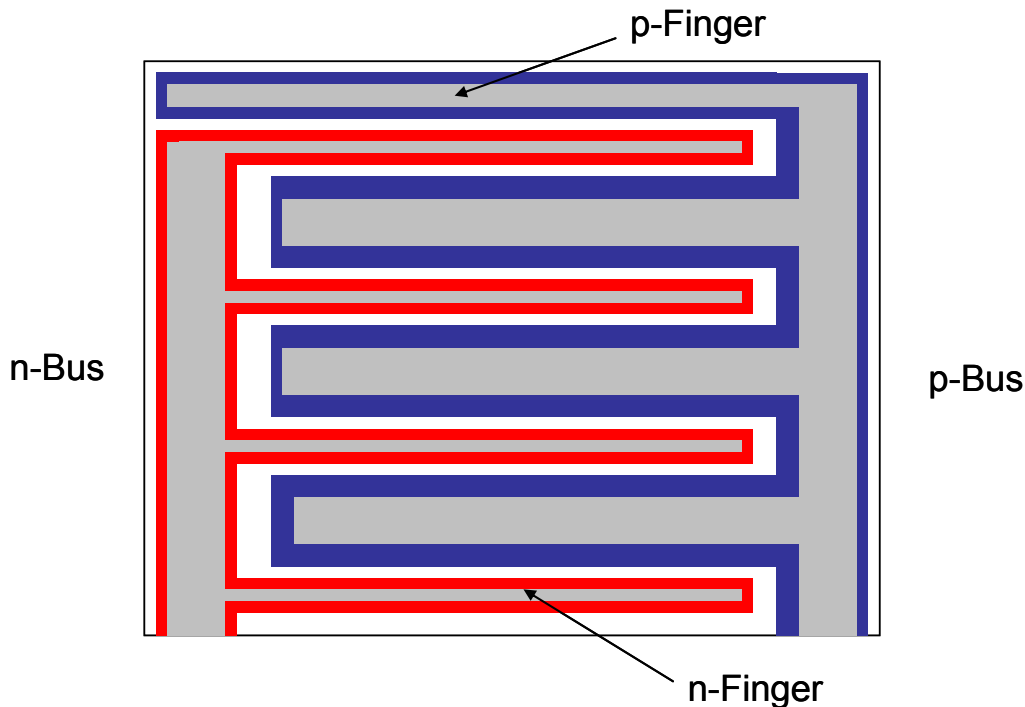


Abbildung 5.20: Skizze der Kontaktgeometrie einer RSK-Solarzelle mit Kammstruktur.

Die sammelnden Busse sind jeweils am Rand der Solarzelle, und die Finger, die zum p - bzw. n -Bus führen, sind abwechselnd über den entsprechenden Dotierungen aufgebracht. Bei diesem Konzept skaliert die Fingerlänge mit der Zellgröße. Dies führt dazu, dass bei großen Zellen der Serienwiderstand der Finger den größten Beitrag zum Serienwiderstand der Metallisierung aufweist.

Zur Berechnung des ohmschen Widerstandes eines Fingers wird im Allgemeinen ein analytischer Ausdruck verwendet [97]:

$$R_{S,analytisch} = \frac{1}{3} \frac{A_F}{B_F H_F} \rho_{Finger} L_{Finger}^2, \quad (5.12)$$

mit dem Fingerabstand (A_F), der Breite (B_F) und Höhe (H_F) der Metallisierungsfinger, sowie dem spezifischen Widerstand der Metallisierung ρ_{Finger} und der Fingerlänge L_{Finger} . Bei dieser analytischen Berechnung des Serienwiderstandes wird nur der ohmsche Verlust aufgrund jouscher Wärme berücksichtigt. Nicht berücksichtigt wird der Effekt des sogenannten „Non Generation Loss“ [16]. Durch den Spannungsabfall entlang eines Fingers liegt nicht jede Zellregion an ihrem optimalen (lokalen)

Spannungspunkt. Dadurch befinden sich die Zellregionen an unterschiedlichen Spannungspunkten ihrer lokalen IV-Kennlinie. Dies führt dazu, dass im Extremfall an bestimmten Zellregionen lokale Spannungen nahe V_{oc} vorliegen und aus diesen daher kein Strom mehr abfließen kann. Dieser Effekt ist besonders stark bei Zellen, deren lokale Kennlinien einen sehr hohen Füllfaktor haben, da bei solchen Zellen eine Spannungsvariation um den V_{mpp} zu starken Änderungen im Strom führt.

Um den Einfluss des „Non Generation Loss“ bei RSK-Solarzellen zu quantifizieren, wurde entlang eines Fingerpaares eine Netzwerksimulation mit LTSpice [98] vorgenommen. Verglichen wurden diese Ergebnisse mit einem einfachen Eindiodenmodell unter Verwendung des analytisch berechneten $R_{s,analytisch}$. Eine Skizze der beiden verwendeten Modelle ist in Abbildung 5.21 dargestellt.

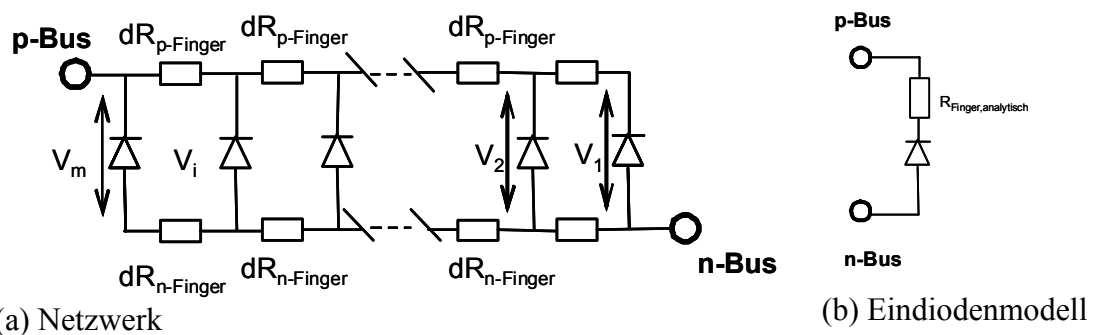


Abbildung 5.21: Skizze des Netzwerkmodells und des Eindiodenmodells.

Die Widerstände des Netzwerkmodells entsprechen den Metallwiderständen und werden folgendermaßen bestimmt:

$$dR_{Finger} = \frac{\rho_{Finger}}{B_F H_F} dx, \quad (5.13)$$

wobei dx von der Fingerlänge und der Anzahl der im Netzwerk verwendeten Dioden abhängt. Die Anzahl der Dioden wurde bei allen Berechnungen so hoch gewählt, dass Fehler aufgrund ungenügender Diskretisierung ausgeschlossen werden können [99]. Als Diodenkennlinie der einzelnen Dioden wurde eine mit $SDevice$ simulierte Kennlinie einer Zelle mit FSF verwendet, die einen Füllfaktor von 82.6% hat. Als spezifischer Widerstand der Metallisierung wurde $\rho_{Finger} = 1.68 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$, was dem Wert für Kupfer entspricht, verwendet. Der Fingerabstand des verwendeten Symmetrieelements betrug $1900 \mu\text{m}$. In Abbildung 5.22 ist der analytisch berechnete Serienwiderstand und der sich daraus ergebende Füllfaktor abgebildet. Zusätzlich zu den beiden numerisch ermittelten Füllfaktoren ist in Abbildung 5.22 noch der Füllfaktor, berechnet mit folgender Näherungsformel, abgebildet [100]:

$$FF = FF_{SDevice} - \frac{R_{S,analytisch} J_{sc}}{V_{oc}}. \quad (5.14)$$

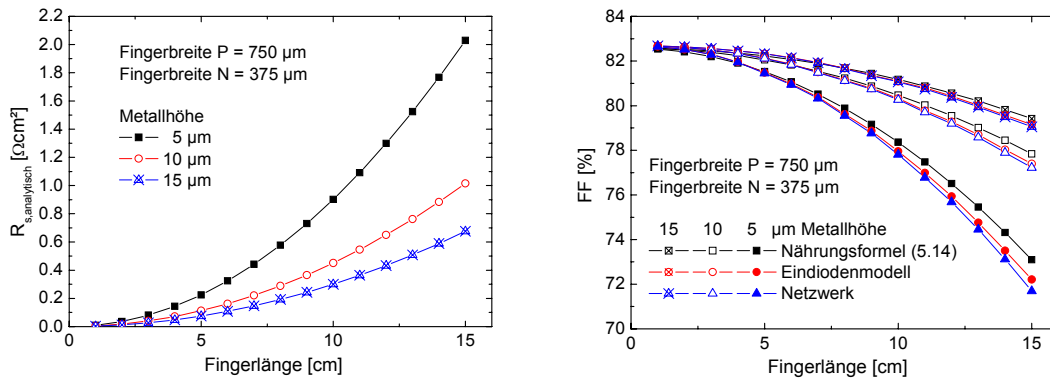


Abbildung 5.22: Analytisch berechneter Serienwiderstand für verschiedene Metallisierungshöhen und Fingerlängen (linke Seite) und die entsprechenden, mit verschiedenen Methoden berechneten Füllfaktoren.

Auf der linken Seite von Abbildung 5.22 sind die analytischen Serienwiderstände der unterschiedlichen Metallisierungshöhen und Fingerlängen aufgetragen. Auf der rechten Seite sind die entsprechenden, mit den numerischen Methoden und der Näherungsformel berechneten Füllfaktoren aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die mit der Netzwerkrechnung bestimmten Füllfaktoren kleiner sind, als die mit der Näherungsformel und dem Eindiodenmodell bestimmten Füllfaktoren. Allerdings ist der Unterschied zwischen dem Eindiodenmodell und dem Netzwerkmodell nicht so stark, wie zwischen Näherungsformel und Netzwerkmodell. Der Unterschied zwischen Netzwerkmodell und Eindiodenmodell ist auf den „Non Generation Loss“ zurückzuführen, der im Eindiodenmodell nicht berücksichtigt wird. Um den Einfluss des „Non Generation Loss“ aufzuzeigen, wurden die Spannungsverläufe entlang der n - und p -Finger mit dem Netzwerkmodell berechnet. Dazu wurden zwei verschiedene Metallisierungen untersucht, die sich darin unterscheiden, dass die n - und p -Finger unterschiedlich breit sind. Der analytisch berechnete $R_{S,analytisch}$ ist jedoch in beiden Fällen gleich $0,5 \Omega\text{cm}^2$. Der mit dem Eindiodenmodell für diesen $R_{S,analytisch}$ berechnete Füllfaktor beträgt 80,0%. Die Ergebnisse der Netzwerksimulationen sind in Abbildung 5.23 dargestellt. Bei der Zelle, bei der die n - und p -Finger gleich breit sind (linke Seite von Abbildung 5.23), ist zu erkennen, dass der Spannungsabfall entlang eines Fingers symmetrisch ist und je ca. 15 mV beträgt. Der Spannungsabfall geht jedoch beim p -Finger in Richtung des p -Busses, beim n -Finger in Richtung des n -Busses. Dadurch, dass der Spannungsabfall in unterschiedliche Richtungen geht, verändert sich die lokale Spannungsdifferenz zwischen n - und p -Finger nicht so stark. Dies erkennt man an der lokalen Spannungsdifferenz $\Delta V = V_{\text{mpp,Elementardiode}} - V_i$ (V_i , siehe Abbildung 5.21) der einzelnen Elementardioden, welche ebenfalls in Abbildung 5.23 aufgetragen ist.

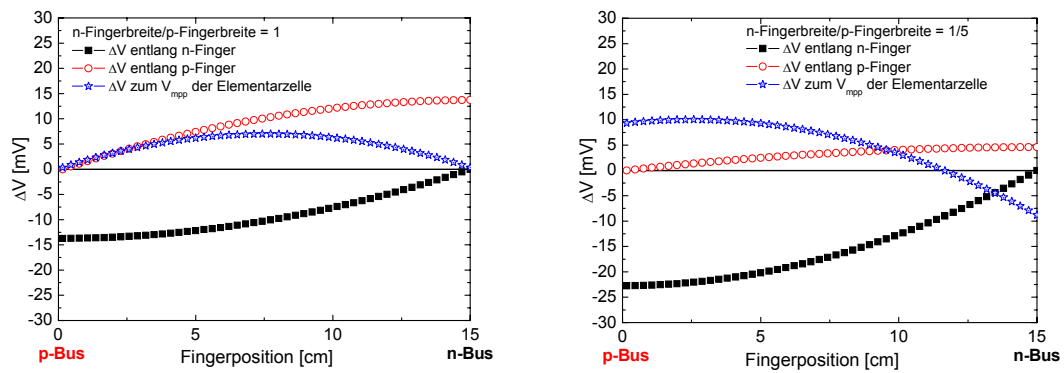


Abbildung 5.23: Spannungsdifferenz entlang eines n - bzw. p -Fingers bei unterschiedlichen Fingerbreiten, sowie die Spannungsdifferenz zwischen n - und p -Finger im Vergleich zum V_{mpp} der Elementarzelle.

Die Spannungsdifferenz zum V_{mpp} der Elementarzelle variiert zwischen 0 mV an den Enden der Finger und 7 mV zwischen den Fingern. Die Differenz des sich mit dem Netzwerkmodell und dem Eindiodenmodell berechneten Füllfaktors beträgt in diesem Fall nur $0.05\%_{abs}$. Bei der Zelle mit verschiedenen breiten Fingern unterscheidet sich der Spannungsverlauf zwischen n - und p -Finger deutlich. Entlang des dünneren Fingers (n -Finger) ist der Spannungsabfall deutlich stärker, als bei dem breiteren Finger (p -Finger). Dies führt auch dazu, dass die Spannungsdifferenz zum lokalen V_{mpp} der Elementarzelle deutlich stärker variiert, und zwar zwischen +10 und -9 mV. Diese größeren Spannungsdifferenzen führen zu einem stärkeren „Non Generation Loss“, was in diesem Fall zu einer Füllfaktordifferenz zwischen Netzwerkmodell und dem Eindiodenmodell von $0.1\%_{abs}$ führt. Dieses Ergebnis zeigt, dass sich unterschiedlich breite Finger negativ auf den Füllfaktor einer RSK-Solarzelle auswirken. Durch den unterschiedlichen Spannungsabfall entlang der Finger entstehen größere lokale Spannungsdifferenzen, welche zu einem stärkeren „Non Generation Loss“ führen. Der Extremfall ist eine Zelle, bei der der Widerstand des n -Fingers viel größer ist, als der des p -Fingers. Dies ist der Fall bei allen beidseitig kontaktierten Solarzellen, da der Widerstand des ganzflächigen Rückseitenkontakts vernachlässigbar gegenüber der Vorderseitenkontaktierung ist.

Um den Einfluss der asymmetrischen Fingerbreiten zu quantifizieren, wurden für verschiedene Fingerbreiten und Serienwiderstände die Füllfaktoren mit dem Eindiodenmodell und der Näherungsformel berechnet, und mit den Ergebnissen des Netzwerkmodells verglichen. Abbildung 5.24 zeigt die berechneten Abweichungen des Füllfaktors zwischen den einfachen Modellen und dem Netzwerkmodell in Abhängigkeit des analytisch berechneten Serienwiderstandes, für verschiedene Verhältnisse von n -Fingerbreite zu p -Fingerbreite. Es zeigt sich, dass das einfache Eindiodenmodell geringere Abweichungen vom Netzwerkmodell aufweist, als die Näherungsformel. Wie oben bereits diskutiert, werden die Abweichungen bei größerer Asymmetrie zwischen n - und p -Finger und mit größerem $R_{S,analytisch}$ größer. Allerdings sind für Serienwiderstände unter $1 \Omega\text{cm}^2$ die Abweichungen beim Eindiodenmodell

auch für sehr asymmetrische Fingerbreiten kleiner als $0.5\%_{\text{abs}}$. Dies zeigt, dass das einfache Eindiodenmodell für realistische Serienwiderstände und gering asymmetrische Fingerbreiten vernünftige und akzeptable Ergebnisse liefert.

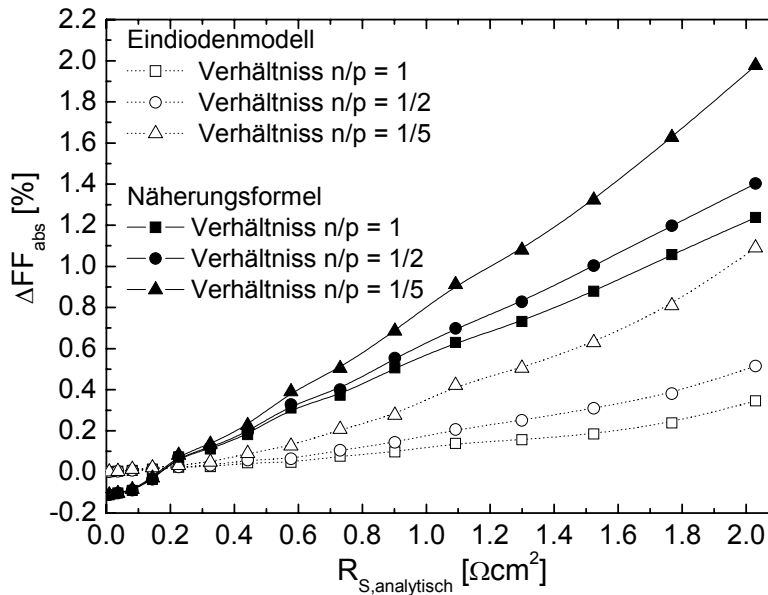


Abbildung 5.24: Abweichung zwischen den mit dem Eindiodenmodell (offene Symbole) und der Näherungsformel nach Green (geschlossene Symbole) berechneten Füllfaktoren und den mit dem Netzwerkmodell berechneten Füllfaktoren für verschiedene Verhältnisse von n -Fingerbreite zu p -Fingerbreite.

Zur Abschätzung des Füllfaktorverlustes bei RSK-Solarzellen ist die einfache Näherungsformel nur bedingt anwendbar, da sie vor allem für größere Serienwiderstände und asymmetrische Fingerbreiten den Füllfaktorverlust zu gering berechnet.

5.4.2 Einfluss der Busse bei Einsonnensolarzellen

Um Rückseitenkontaktzellen messen zu können bzw. sie in einem Modul verschalten zu können, müssen die einzelnen Finger auf der Rückseite mit einem Bus zusammengefasst werden. Die Dimensionen der Busse müssen dabei so gewählt werden, dass nur ein geringer Serienwiderstandsverlust entsteht. Des Weiteren müssen die Kontaktbereiche, auf denen bei der Modulverschaltung die Zellverbinder aufgelötet werden, genügend groß dimensioniert werden, damit die notwendigen Toleranzen der maschinellen Fertigung eingehalten werden können. Beide Punkte sprechen für einen möglichst groß dimensionierten Bus. Betrachtet man jedoch die Skizze der Rückseitenstruktur in Abbildung 5.20, so erkennt man, dass unterhalb eines n -Busses kein p^{++} -Emitter ist. Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt, führt dies zu einer reduzierten Einsammelwahrscheinlichkeit und damit zu einem geringeren Kurzschlussstrom. Dies kann man auch deutlich in der SR-LBIC Aufnahme in Abbildung 5.25 erkennen.

Abbildung 5.25 zeigt einen Ausschnitt einer SR-LBIC Aufnahme einer $125 \times 125 \text{ mm}^2$ großen RSK-Solarzelle. Die getaperten Busse mit den rechteckigen Kontaktflächen sind deutlich zu erkennen. Wie oben beschrieben, zeigt der n -Bus eine deutlich reduzierte EQE. Der p -Bus hingegen zeigt eine ebenso hohe EQE wie die Bereiche über den Emittern.

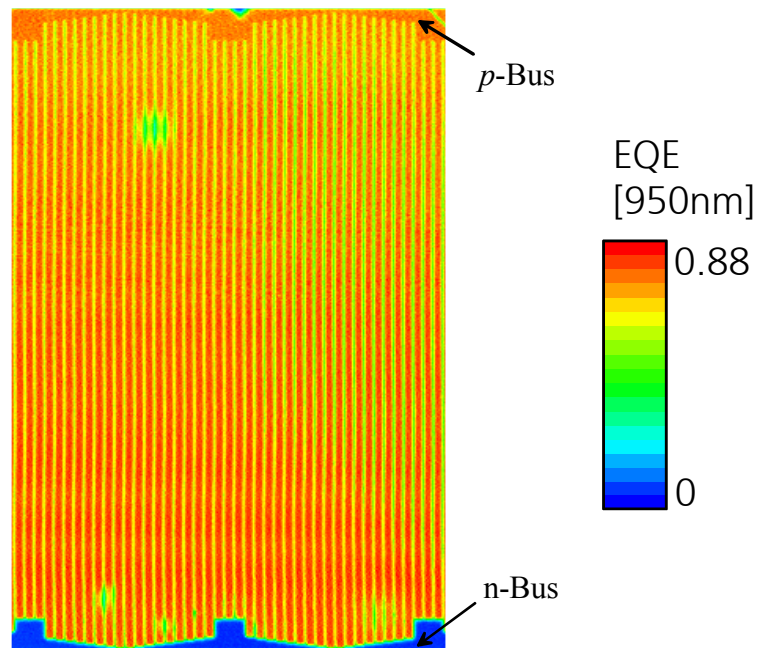


Abbildung 5.25: SR-LBIC Bild einer $125 \times 125 \text{ mm}^2$ großen RSK-Solarzelle. Deutlich ist die reduzierte EQE im Bereich des n -Busses zu erkennen. Der p -Bus hingegen zeigt eine ebenso hohe EQE wie die Bereiche über den Emittern.

Allerdings ist in diesem Bereich auch kein n -Kontakt. Es müssen also alle Majoritäten durch die Basis zum nächst gelegenen n -Finger fließen, was wiederum zu einem verstärkten Serienwiderstandsverlust führt.

Im Folgenden sollen nun die beschriebenen Effekte untersucht und deren Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad einer RSK-Solarzelle quantitativ bestimmt werden. Dazu wurden für eine RSK-Solarzelle mit FSF 2-dimensionale $SDevice$ -Simulationen mit einem Symmetrieelement, das den Bereich der Busse beschreibt, durchgeführt. Um den Einfluss der Basisdotierung zu untersuchen, wurden in der Simulation spezifische Basiswiderstände von $1 \Omega\text{cm}$ und $10 \Omega\text{cm}$ angenommen. Die SRH-Lebensdauer betrug wiederum bei beiden Basiswiderständen $1000 \mu\text{s}$. Abbildung 5.26 zeigt den Kurzschlussstrom des Symmetrieelements des n -Busses in Abhängigkeit von der Busbreite. Mit steigender Breite des n -Busses, was gleichbedeutend mit einer kleiner werdenden Emitterbedeckung ist, sinkt der Kurzschlussstrom des Symmetrieelementes stark ab. Der Großteil der Minoritätsladungsträger erreicht nun den einsammelnden Emitter nicht mehr, sondern rekombiniert an der Rückseite, bzw. in der Basis. Die insgesamt höheren Ströme der Zellen mit $10 \Omega\text{cm}$ Basis lassen sich auf die bessere effektive Vorderseitenpassivierung zurückführen (siehe Abschnitt 5.3).

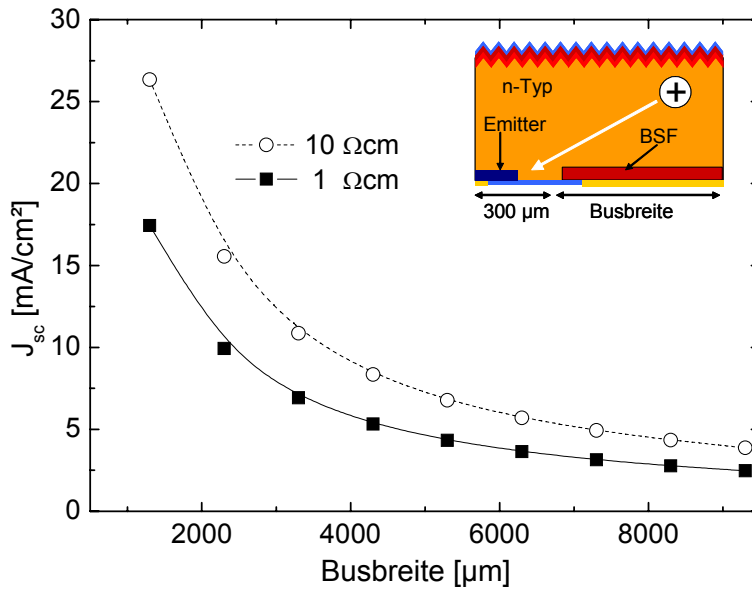


Abbildung 5.26: Kurzschlussstrom des Symmetrieelements des n-Busses in Abhängigkeit von der Busbreite für spezifische Basiswiderstände von 1 Ωcm und 10 Ωcm.

Für den p -Bus ist in Abbildung 5.27 der Füllfaktor des Symmetrieelements in Abhängigkeit von der Busbreite aufgetragen.

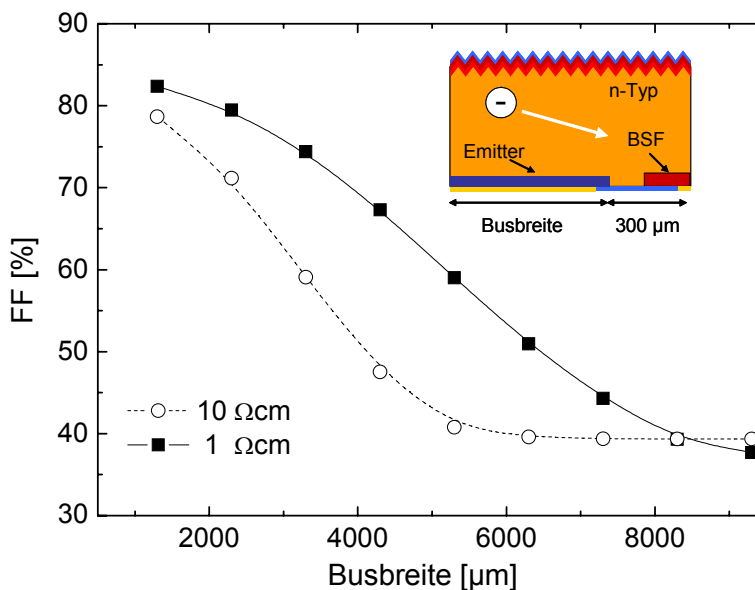


Abbildung 5.27: Füllfaktor des Symmetrieelements des p -Busses in Abhängigkeit von der Busbreite für spezifische Basiswiderstände von 1 Ωcm und 10 Ωcm.

Für beide Basisdotierungen sinkt der Füllfaktor mit steigender Busbreite, wobei der Abfall bei der Zelle mit der niedrigeren Basisdotierung zunächst stärker ist, jedoch

sättigt der Füllfaktor ab einer Busbreite von 6000 μm bei 37% ab. Ab dieser Busbreite ist der Serienwiderstand so groß, dass der Kurzschlussstrom abfällt, und so einen weiteren Abfall des Füllfaktors verhindert.

Um nun den Einfluss der Busse auf den Gesamtwirkungsgrad einer RSK-Solarzelle zu untersuchen, wurde das Netzwerkmodell aus Abschnitt 5.4.1 dahingehend erweitert, dass die Kennlinien der beiden Busdioden flächengewichtet an die jeweiligen Positionen am Rand des Fingers eingefügt wurden. Zur Berechnung des Fingerwiderstandes wurde eine n -Fingerbreite von 300 μm , eine p -Fingerbreite von 1500 μm und eine Metallisierungshöhe von 25 μm mit $\rho_{\text{Metall}} = 1.68 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$ verwendet. Als Zellgröße wurde eine Zelle mit einer Kantenlänge von 125 mm angenommen. Des Weiteren gilt, dass die Busse symmetrisch sind, das heißt, dass p - und n -Bus gleich breit sind. In Abbildung 5.28 sind die mit der Netzwerksimulation berechneten Ergebnisse dargestellt.

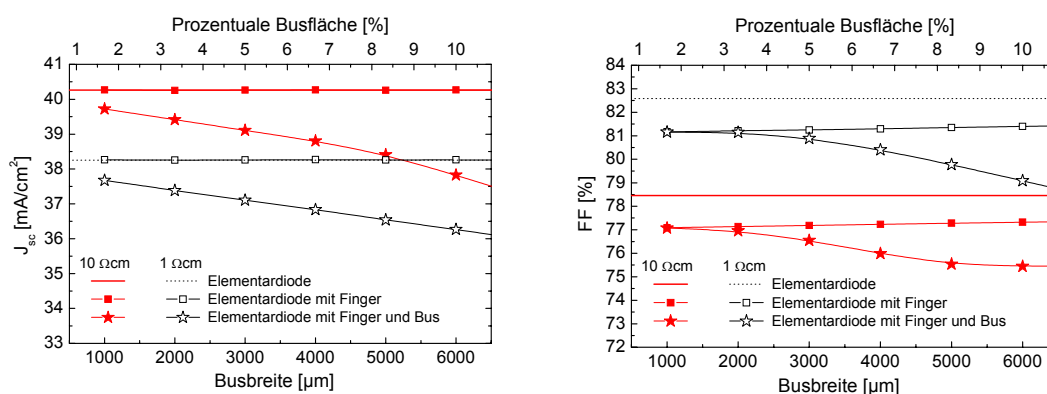


Abbildung 5.28: Einfluss der Busbreite auf die Kurzschlussstromdichte und den Füllfaktor einer RSK-Solarzelle.

Aufgetragen sind die Ergebnisse der Elementarzelle (Linien), der Netzwerksimulation inklusive Fingermetallisierung (Quadrate) und die Ergebnisse der Netzwerksimulation inklusive Fingermetallisierung und Busbereiche (Sterne) für eine Basisdotierung von 1 Ωcm (offene Symbole) und 10 Ωcm (ausgefüllte Symbole). Auf der linken Seite ist die Kurzschlussstromdichte der Zelle aufgetragen. Wie zu erwarten, hat die Fingermetallisierung auf J_{sc} keinen Einfluss, weswegen die Ergebnisse der Elementarzelle (Linien), der Netzwerksimulation inklusive Fingermetallisierung (Quadrate) übereinanderliegen. Werden die Busbereiche jedoch mit berücksichtigt, sinkt J_{sc} mit Zunahme der Busbreite aufgrund der geringeren Einsammelwahrscheinlichkeit im Bereich des n -Busses. Das Abknicken der J_{sc} -Kurve bei der Zelle mit 10 Ωcm bei einer Busbreite von ca. 5 mm resultiert aus dem oben beschriebenen Absinken des Kurzschlussstromes im Bereich des p -Busses.

Der Füllfaktor der Zelle ist auf der rechten Seite von Abbildung 5.28 dargestellt. Der mit der Netzwerkrechnung bestimmte Füllfaktor ohne Berücksichtigung der Busbereiche ist aufgrund des Serienwiderstandsverlustes in der Metallisierung kleiner

als der Füllfaktor der Elementardiode. Mit breiter werdenden Bussen steigt der Füllfaktor leicht an, da die Fingerlänge mit steigender Busbreite abnimmt. Wird zusätzlich zur Fingermetallisierung der Busbereich mit berücksichtigt, reduziert sich der Füllfaktor mit breiter werdenden Bussen. Die lateralen Serienwiderstandsverluste des p -Busses (siehe Abbildung 5.27) reduzieren den Füllfaktor der Zelle stärker, als durch die kürzeren Finger gewonnen wird. Die Offenklemmspannung der RSK-Solarzelle ist nahezu unabhängig von der Busbreite und wird deshalb hier nicht ausführlich diskutiert. Die Auswirkungen der Busse auf den Füllfaktor und J_{sc} summieren sich zu einem Wirkungsgradverlust, der in Abbildung 5.29 aufgetragen ist.

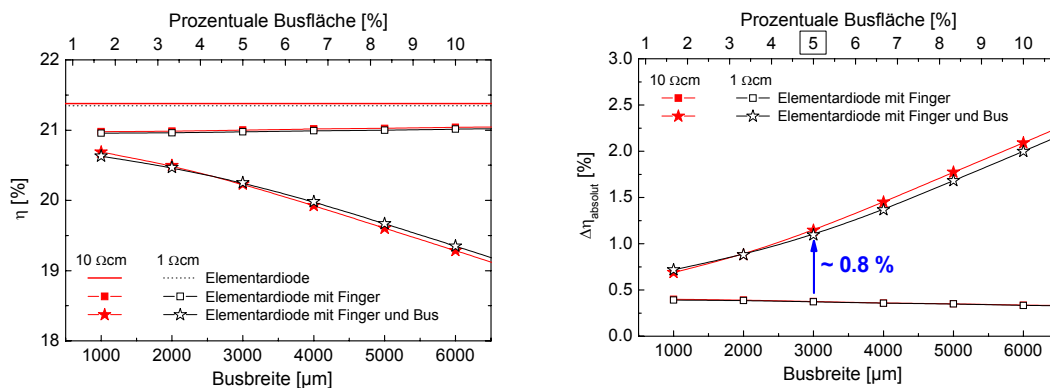


Abbildung 5.29: Wirkungsgrad einer RSK-Solarzelle in Abhängigkeit der Busbreite (linke Seite) sowie absolute Verluste bzgl. der Elementardiode (rechte Seite).

Auf der linken Seite sind die absoluten Wirkungsgrade der RSK-Solarzelle aufgetragen, während auf der rechten Seite die absoluten Wirkungsgradverluste bzgl. des Wirkungsgrades der Elementardiode aufgetragen sind. Der Wirkungsgradverlust aufgrund des Serienwiderstandes der Fingermaterialien beträgt zwischen 0.4% und 0.3% absolut. Der Wirkungsgradverlust mit Berücksichtigung der Busse steigt von 0.75% absolut bei einer Busbreite von 1 mm auf bis zu 2% absolut bei einer mittleren Busbreite von 6 mm (was bei einer prozentualen Busfläche von 10% entspricht). Bei diesen Rechnungen wurden die Verluste aufgrund des Serienwiderstandes der Busse und Rekombinationsverluste am Rand der Zelle nicht berücksichtigt. Diese können den Wirkungsgrad der RSK-Solarzelle noch weiter reduzieren, sind aber bei einer $125 \times 125 \text{ mm}^2$ großen Solarzelle deutlich geringer als die in den Simulationen berücksichtigten Verluste.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Busse bei RSK-Solarzellen einen deutlichen Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad der Zelle haben. Bei einer mittleren Busbreite von 3 mm (was einer prozentualen Busfläche von 5% entspricht) reduziert sich der Wirkungsgrad der Zelle durch die „Abschattung“ der Busse um ca. 0.8% absolut. Dies zeigt, dass für die weitere Optimierung von RSK-Solarzellen eine Minimierung der Busgeometrie bzw. eine Änderung des gesamten Metallisierungskonzeptes Potentiale zur Wirkungsgradsteigerung bieten.

5.4.3 Einfluss der Busgeometrie bei Konzentrator RSK-Solarzellen

Rückseitig kontaktierte Solarzellen werden nicht nur für Beleuchtungsintensitäten von einer Sonne verwendet, sondern auch für den Einsatz unter Konzentration [101]. Am Fraunhofer ISE wurden im Rahmen von Diplom- und Doktorarbeiten RSK-Solarzellen für die Anwendung unter Konzentration entwickelt [102] und charakterisiert [96]. In Kooperation mit diesen Arbeiten wurde in der vorliegenden Arbeit der Einfluss der Busgeometrie der Konzentrator RSK-Solarzelle analysiert. Eine ausführliche Beschreibung der Zellstruktur findet sich in [102] und [96].

Die aktive Zellfläche der Konzentrator RSK-Solarzelle beträgt 4.5 mm x 4.5 mm. Um möglichst viele Zellen auf einen Silizium-Wafer unterbringen zu können, wurden zwei verschiedene Konzepte der Busgeometrien untersucht (Abbildung 5.30).

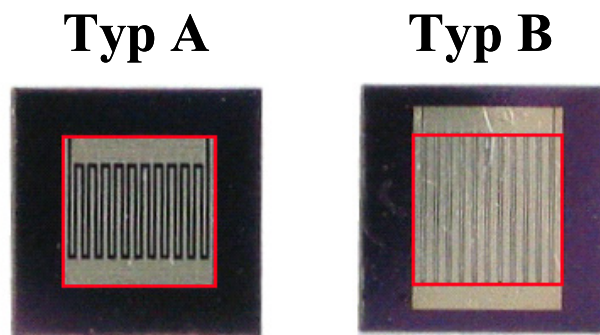


Abbildung 5.30: Rückseite der Konzentrator RSK-Solarzelle mit unterschiedlicher Rückseitengeometrie. Die rot umrandete Fläche entspricht der aktiven Zellfläche.

Bei Typ B liegen die Busse außerhalb der aktiven Zellfläche (rot umrandete Fläche), wohingegen bei Typ A die Busse innerhalb der aktiven Zellfläche liegen. Die gesamte Zellfläche inklusive der Gridstruktur ist bei Typ B um 36% größer als bei Typ A, was dazu führt, dass weniger Zellen pro Wafer prozessiert werden können, wodurch höhere Kosten pro Zelle entstehen. Im Gegensatz zu den in dieser Arbeit untersuchten Einsonnen RSK-Solarzellen, ist die Basis der Konzentrator RSK-Solarzellen, deren Messungen im Folgenden gezeigt werden, p -dotiert. Abbildung 5.31 zeigt die Füllfaktoren der Zellen mit innen und außen liegenden Bussen.

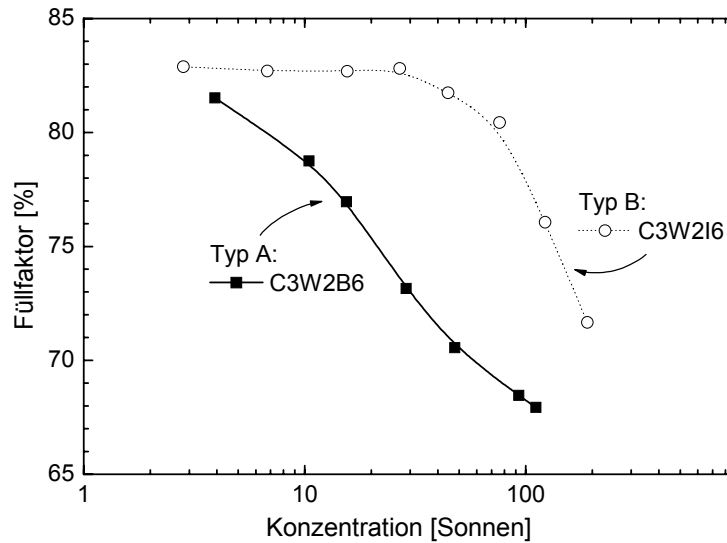


Abbildung 5.31: Vergleich der gemessenen Füllfaktoren von Konzentration RSK-Solarzellen mit Bussen innerhalb der aktiven Zellfläche (Quadrat, Typ A) und mit Bussen außerhalb der aktiven Zellfläche (Kreise, Typ B).

Bei den Zellen mit außen liegenden Bussen (Typ B) bleibt der Füllfaktor bis ca. 30 Sonnen konstant bei 83%. Für Konzentrationen über 30 Sonnen sinkt der Füllfaktor aufgrund der hohen Serienwiderstandsverluste. Bei den Zellen mit innen liegenden Bussen hingegen sinkt der Füllfaktor monoton bereits bei kleinen Konzentrationen. Das unterschiedliche Verhalten der beiden Zelltypen äußert sich auch in dem unterschiedlichen Verhalten der IV-Kennlinien der beiden Zelltypen. Dazu wurden die gemessenen IV-Kennlinien in Abbildung 5.32 normiert aufgetragen, damit der relative Verlauf der bei unterschiedlichen Konzentrationen gemessenen Kennlinien verglichen werden kann.

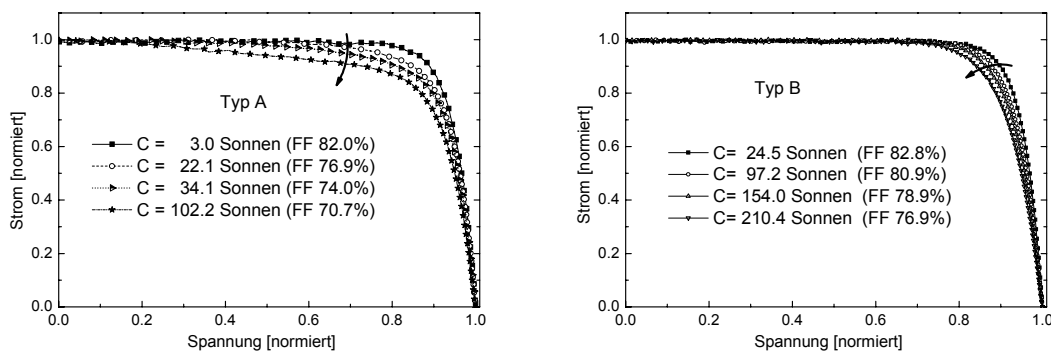


Abbildung 5.32: Gemessene und normierte Kennlinien der Zellen mit innen liegenden Bussen (Typ A, linke Seite) und außen liegenden Bussen (Typ B, rechte Seite) für verschiedene Konzentrationen.

Die Kennlinien des Zelltyps mit außen liegenden Bussen (Typ B, rechte Seite von Abbildung 5.32) zeigen bei hohen Konzentrationen das für Serienwiderstände typische Abknicken der Kennlinie im Bereich zwischen V_{mpp} und V_{oc} (siehe zum Beispiel

Dissertation S.W Glunz [12]). Die Zelle mit innen liegenden Bussen (Typ A, linke Seite von Abbildung 5.32) hingegen zeigt ein Abknicken der Kennlinie im Bereich zwischen 0 V und V_{mpp} . Dieses Verhalten lässt sich nicht auf Serienwiderstände zurückführen.

Um dieses Verhalten der Zellen weitergehend zu analysieren, wurden für die Bereiche der Finger (im Folgenden Elementardiode genannt) und der Busse analog zu den Simulationen in Abschnitt 5.4.2 *SDevice* Simulation für die einzelnen Bereiche durchgeführt. Die Gesamtkennlinie der Zelle wurde dann mit einem einfachen Netzwerkmodell berechnet. Abbildung 5.33 zeigt die Ergebnisse der Netzwerksimulation und die normierten Kennlinien der einzelnen Bereiche. Auf der linken Seite von Abbildung 5.33 sind die normierten Kennlinien aus der Netzwerksimulation für verschiedene Konzentrationen abgebildet. Analog zu den Messungen der Zellen vom Typ A in Abbildung 5.32 zeigen die numerisch berechneten Kennlinien ein Abknicken der Kennlinien im Bereich zwischen 0 V und V_{mpp} . Betrachtet man nun die berechneten Kennlinien der einzelnen Bereiche (rechte Seite von Abbildung 5.33), so erkennt man deutlich das unterschiedliche Verhalten des p - und des n -Busses. Die Kennlinien des p -Busses und der Elementardiode, also des Bereiches zwischen den Bussen, zeigen ein beinahe identisches Verhalten. Die Kennlinie des n -Busses hingegen knickt bereits bei sehr geringen Spannungen ab. Dieses Verhalten entspricht dem Verhalten des p -Busses der Einsonnensolarzelle, dessen Füllfaktorverlauf in Abbildung 5.27 gezeigt wurde.

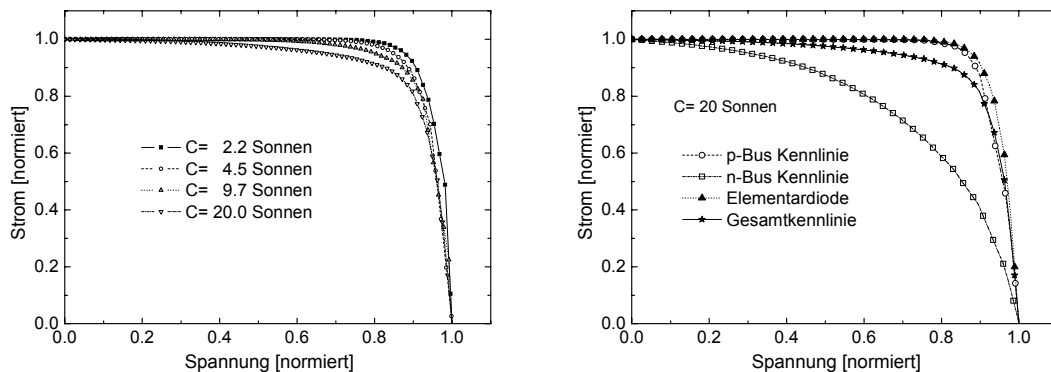


Abbildung 5.33: Simulierte und normierte IV-Kennlinie der RSK-Solarzelle Typ A bei unterschiedlichen Konzentrationen (linke Seite) und IV-Kennlinie der einzelnen Zellbereiche bei 20 Sonnen (rechte Seite).

Um dieses Verhalten genauer zu analysieren, wurde der Fluss der Majoritäten, in diesem Fall der Löcher, in beiden Bus-Symmetrieelementen am jeweiligen V_{mpp} bei einer Konzentration von 10 Sonnen simuliert. Abbildung 5.34 zeigt die Löcherstromdichte sowie den Fluss der Löcher oberhalb des n -Busses.

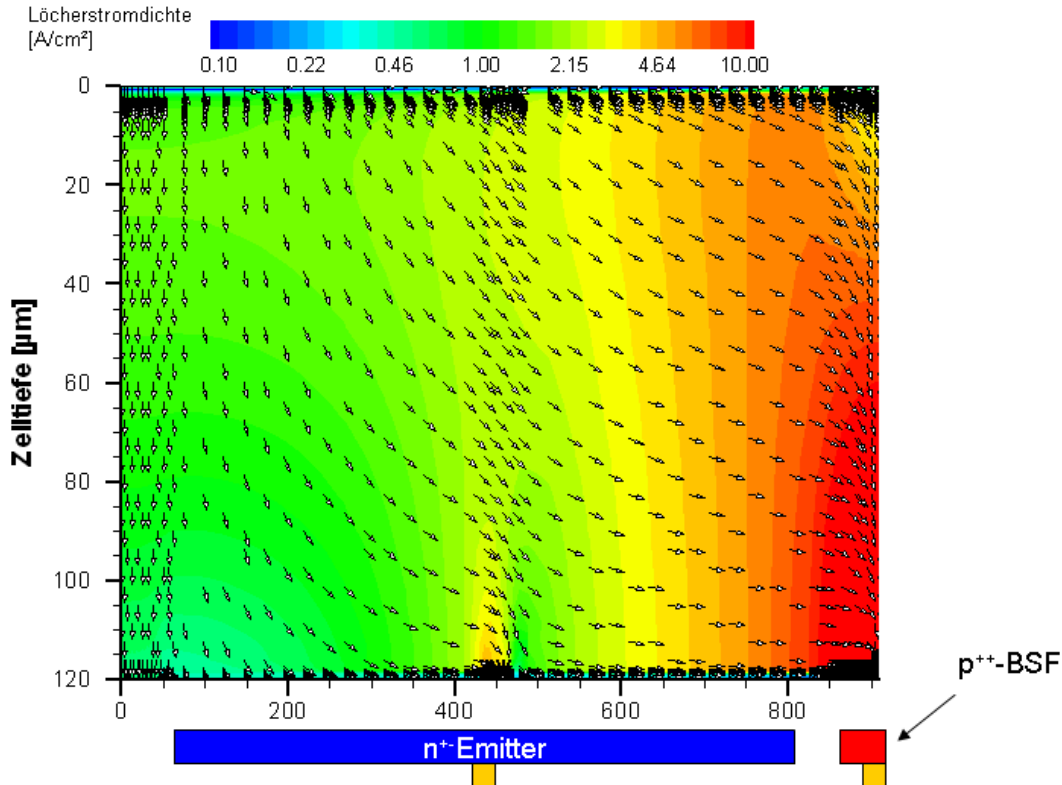


Abbildung 5.34: Löcherstromdichte und Löcherfluss (Pfeile) über dem n -Bus einer Konzentratoren RSK-Solarzelle am V_{mpp} bei einer Konzentration von 10 Sonnen. Die Löcherstromdichte nimmt in Richtung des p -Kontaktes stark zu, da alle Löcher zum nächstmöglichen p -Kontakt fließen müssen. Dieser laterale Weg in der schwach dotierten Basis führt zu einem Serienwiderstandsverlust, der sich negativ auf den Füllfaktor auswirkt.

Man erkennt zum einen, dass ein Teil der Löcher im Bereich des n^{++} -Emitters und an der passivierten Rückseite rekombinieren. Die Löcherstromdichte nimmt in Richtung des p -Kontaktes stark zu, da alle Löcher, die im Bereich oberhalb des n -Busses generiert werden, zum nächstmöglichen p -Kontakt fließen müssen. Der Weg der Löcher kann, je nach Position des generierten Elektron-Loch-Paares, über $800\ \mu\text{m}$ (Breite des Busses) lang sein. Dieser lange laterale Weg in der schwach dotierten Basis führt zu einem Serienwiderstandsverlust, der sich negativ auf den Füllfaktor auswirkt.

In der Simulation des p -Buselements ist die Löcherstromdichte in der Basis nahezu konstant (siehe Abbildung 5.35). Die Löcher diffundieren horizontal zum stark dotierten p^{++} -BSF, von dort fließen sie dann lateral zur Kontaktöffnung. Der Weg der Majoritäten in der schwach dotierten Basis ist daher nicht viel länger als die Zeldicke, und damit deutlich geringer als beim n -Buselement.

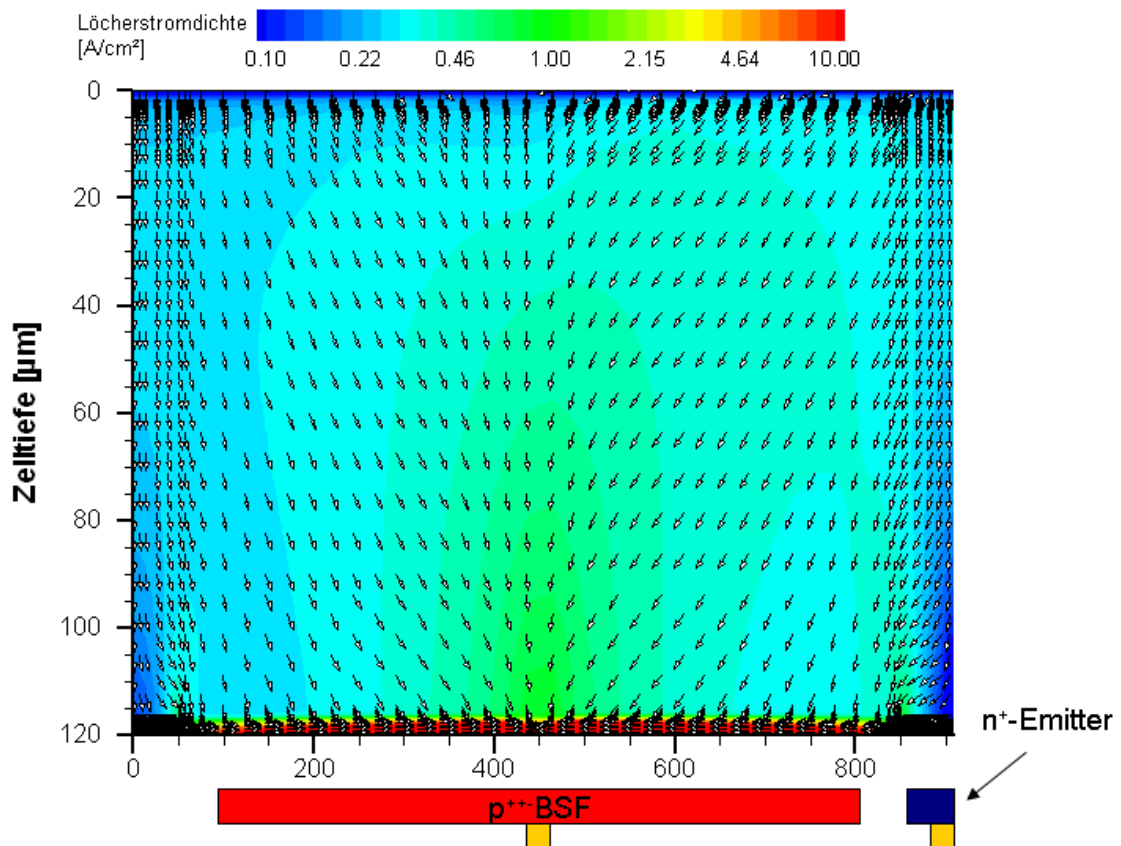


Abbildung 5.35: Löcherstromdichte und L cherfluss über dem p -Bus einer Konzentration RSK-Solarzelle am V_{mpp} bei einer Konzentration von 10 Sonnen. Die Löcher diffundieren horizontal zum stark dotierten p^{++} -BSF, von dort fließen sie dann lateral zur Kontaktöffnung. Der Weg der Majoritäten in der schwach dotierten Basis ist daher nicht viel länger als die Zelldicke.

Um dieses Verhalten des n -Busses experimentell zu untersuchen, wurden an einer Zelle des Typs A (siehe Abbildung 5.30) Messungen mit unterschiedlichen Beleuchtungssituationen durchgeführt.

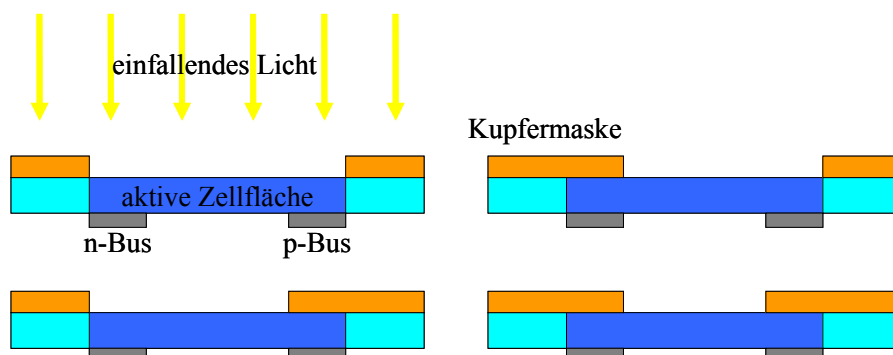


Abbildung 5.36: Unterschiedliche Beleuchtungssituationen bei Messung mit Kupferblock. Es wurden jeweils unterschiedliche Busbereiche abgeschattet.

Mit einer Kupfermaske wurden verschiedene Bereiche der Zelle abgedeckt und die Kennlinie für verschiedene Konzentrationen aufgenommen (siehe Abbildung 5.36). Die

resultierenden Füllfaktoren über der Konzentration sind in Abbildung 5.37 aufgetragen. Bei offenen p - und n -Bussen zeigt die hier untersuchte Zelle ein anderes Verhalten, als die Zelle in Abbildung 5.31. Bei der Zelle in Abbildung 5.31 sinkt der Füllfaktor monoton für alle Konzentrationen. Bei der Zelle in Abbildung 5.37 hingegen sinkt der Füllfaktor bis zu Konzentrationen von 10 Sonnen, um dann bis zu einem lokalen Maximum bei ca. 40 Sonnen anzusteigen und schließlich wieder für noch höhere Konzentrationen abzufallen. Der Hauptunterschied dieser beiden Zellen ist die Basisdotierung des Silizium-Wafers. Die Zelle aus Abbildung 5.31 hat einen spezifischen Widerstand von $1.25 \Omega\text{cm}$, wohingegen die Zelle aus Abbildung 5.37 einen spezifischen Widerstand von $8 \Omega\text{cm}$ hat. Dieser Unterschied in der Basisdotierung wirkt sich auf das Verhalten des n -Busses aus, wie im Folgenden noch gezeigt wird.

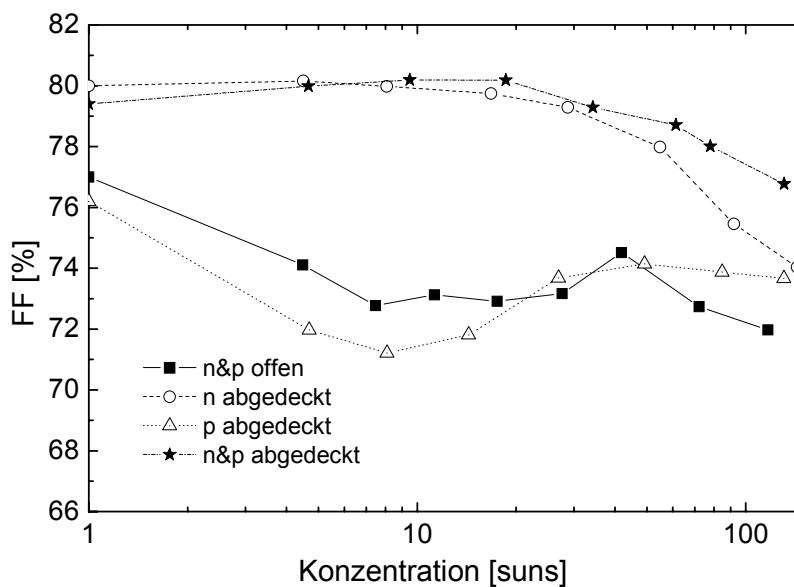


Abbildung 5.37: Gemessener Füllfaktorverlauf für verschiedene Konzentrationen bei verschiedenen Beleuchtungssituationen.

Neben den charakteristischen Maxima und Minima des Füllfaktorverlaufes zeigt Abbildung 5.37 jedoch auch, dass der Füllfaktor der Zelle hauptsächlich durch das Verhalten des n -Busses dominiert wird. Bei abgedecktem n -Bus zeigt die Zelle keinen Einbruch des Füllfaktors für Konzentrationen bis 40 Sonnen, egal ob der p -Bus abgedeckt ist oder nicht. Ist jedoch der n -Bus offen, zeigt die Zelle das oben beschriebene Verhalten, mit den lokalen Minima und Maxima. Um dieses charakteristische Verhalten zu analysieren, wurden für die Zellen mit niedrigerer Basisdotierung ebenfalls *SDevice*- sowie Netzwerksimulationen durchgeführt. Deren Ergebnisse sind in Abbildung 5.38 gezeigt. Aufgetragen sind die Füllfaktoren der Elementardiode, des p -Busses und des n -Busses, sowie die Ergebnisse der Netzwerksimulation mit n - und p -Bus, als auch nur mit n -Bus.

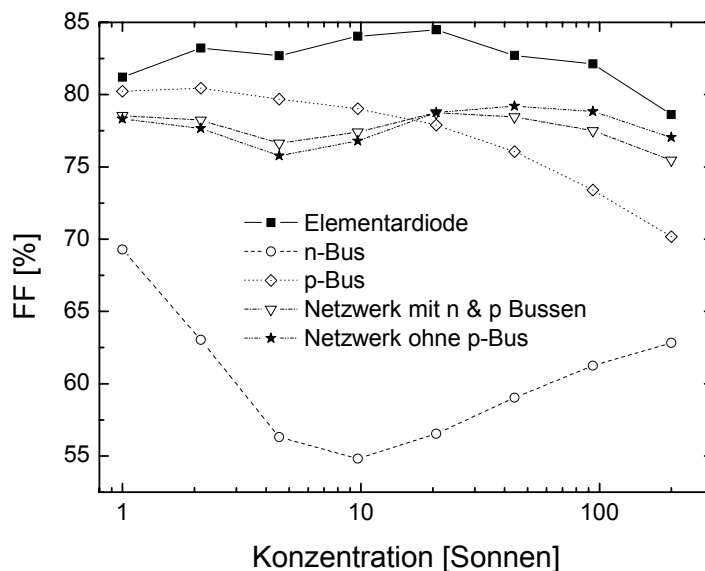


Abbildung 5.38: Simulierter Füllfaktorverlauf der Elementardiode, des p - und n -Busses, sowie die Ergebnisse der Netzwerksimulation mit n - und p -Bus, als auch nur mit n -Bus.

Wie oben bereits beschrieben fällt der Füllfaktor des n -Busses aufgrund des langen lateralen Weges in der Basis stark ab. Da der Weg der Ladungsträger nicht von der Konzentration abhängt, kann der Anstieg des Füllfaktors bei Konzentrationen über 10 Sonnen nur durch eine Änderung der Leitfähigkeit erklärt werden. Die Leitfähigkeit eines Halbleiters ergibt sich aus

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = q(n_e \mu_e + n_h \mu_h). \quad (5.15)$$

Da im Niedriginjektionsfall im n -Halbleiter $n_e \gg n_h$ und im p -Halbleiter $n_h \gg n_e$ ist, hängt die Leitfähigkeit im Niedriginjektionsfall nur von der Majoritätsladungsträgerdichte, und somit von der Grunddotierung, ab. Im Hochinjektionsfall gilt aber $n_h \approx n_e$, das heißt, dass die Leitfähigkeit nicht mehr von der Grunddotierung abhängt, sondern von der Überschussladungsträgerdichte. Bei einer Zelle mit $8 \Omega\text{cm}$ (was einer Dotierung von ca. $2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ entspricht), ist die Basis bei einer Konzentration von 10 Sonnen bereits in Hochinjektion (siehe auch Abbildung 2.8). Ein weiterer Anstieg der Konzentration führt zu einer höheren Ladungsträgerdichte, wodurch es zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit kommt (siehe Gleichung (5.15)). Dadurch verringert sich der Serienwiderstand, was wiederum zum Anstieg des Füllfaktors in Abbildung 5.38 führt. Die Ergebnisse der Netzwerksimulationen in Abbildung 5.38 zeigen die gleichen charakteristischen Minima und Maxima, wie die Messungen mit nicht abgedeckten n -Bussen. Bei der Zelle mit $1.25 \Omega\text{cm}$ (was einer Dotierung von ca. $1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ entspricht), ist die Basis der Zelle erst bei einer Konzentration von ca. 100 Sonnen in Hochinjektion, weshalb diese charakteristischen Minima in der Messung in Abbildung 5.31 nicht erscheinen.

Zusammenfassend lässt sich hier sagen, dass sich die gemessenen Füllfaktoreffekte auf den lateralen Serienwiderstand der Basis zurückführen lassen. Zur Vermeidung dieser Effekte müssen die Busse außerhalb der aktiven Zellfläche platziert werden.

5.5 Optimale Zellstruktur einer industriell umsetzbaren rückseitenkontaktierten Siliziumsolarzelle

Die in den letzten Kapiteln herausgearbeiteten Verlustmechanismen und Optimierungspotentiale sollen in diesem Abschnitt dazu verwendet werden, eine optimale Struktur einer im industriellen Maßstab produzierbare RSK-Solarzelle zu skizzieren. Eine Skizze so einer Zellstruktur ist in Abbildung 5.39 gezeigt.

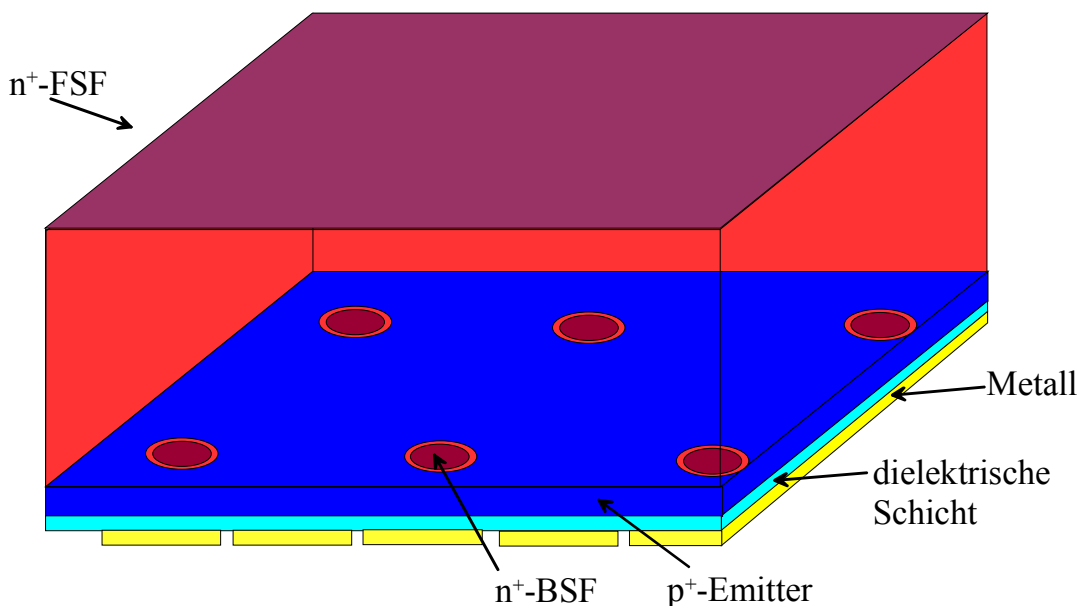


Abbildung 5.39: Skizze einer optimierten RSK-Solarzelle.

Beginnend auf der Vorderseite ergibt sich aus Abschnitt 5.2, dass zur besseren Passivierung und zur Erhöhung der Querleitfähigkeit ein Front-Surface Field auf der Vorderseite aufgebracht werden sollte. Dieses sollte eine Oberflächendotierung kleiner als $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufweisen, kann dann aber auch eine Dicke von ca. $1 \mu\text{m}$ aufweisen, um eine genügend hohe Querleitfähigkeit garantieren zu können. Die Basisdotierung sollte kleiner als $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (entspricht ca. $2.5 \Omega\text{cm}$) sein, um die Vorderseite optimal passivieren zu können (siehe Abschnitt 5.2.3). Um die elektrische Teilabschattung durch die Basisbereiche zu minimieren, ist eine ganzflächige Emitterbedeckung die nur punktuell durch Basisbereiche unterbrochen ist, erstrebenswert (siehe Abbildung 5.39). Allerdings erfordert diese Struktur, eine „pin-hole“ freie dielektrische Schicht, die verhindert, dass die n -Finger Metallisierung mit dem p^+ -Emitter in Kontakt kommen, da dies zur Bildung von Shunts führt [103], was sich wiederum negativ auf die Zelleistung auswirkt. Diese „pin-hole“ freie dielektrische Schicht ist Inhalt aktueller Forschung. Der Bereich zwischen Gap und BSF sollte möglichst gering gewählt werden. Der Abstand

und die Größe der punktuellen Basisbereiche muss so gewählt werden, dass die Füllfaktorverluste aufgrund der Querleitfähigkeit möglichst gering gehalten werden, wobei zu berücksichtigen ist, dass die Emitterbedeckung hingegen so hoch wie möglich bleiben sollte. Diese Optimierung lässt sich nicht mit einer in dieser Arbeit vorgestellten 2-dimensionalen Simulation durchführen, sondern erfordert 3-dimensionale numerische Simulationen. Damit die Reflexion an der Rückseite, und damit die interne Reflexion, hoch ist, muss die Rückseite möglichst ganzflächig mit der Schichtfolge dielektrische Schicht / Metall bedeckt sein. Dies hat zur Folge, dass der Abstand zwischen n - und p -Finger möglichst gering gehalten werden sollte. Die Dotierprofile von BSF und Emitter sollten eine möglichst geringe Oberflächendotierung aufweisen, jedoch tief genug sein, um eine möglichst hohe Querleitfähigkeit zu gewährleisten.

Um die Verluste aufgrund der Metallisierung zu minimieren, sollten n - und p -Finger gleich breit sein. Durch eine möglichst große Höhe der Metallisierung kann der ohmsche Verlust stark reduziert werden. Dies führt jedoch zu einem starken Metallverbrauch, der die Wirtschaftlichkeit der Zelle beeinträchtigt. Ein anderer Weg zur Reduzierung der Metallisierungsverluste, der gleichzeitig die Verluste aufgrund der Busse verhindert, ist in Abbildung 5.40 vorgestellt [104, 105].

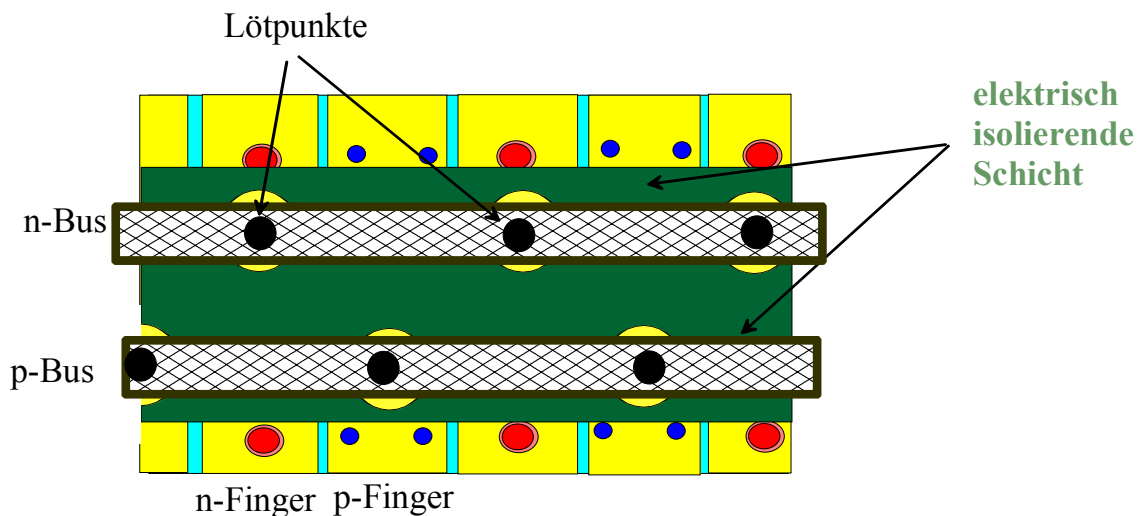


Abbildung 5.40: Skizze einer veränderten Rückseitenkontaktierung von RSK-Solarzellen.

Bei der in Abbildung 5.40 skizzierten Rückseitenkontaktierung werden die Finger bis an den Rand der Zelle geführt. Auf die bei der Standardkontaktierung verwendeten Kontaktflächen an den Seiten der Solarzelle wird hierbei verzichtet. Die Busse befinden sich, wie in Abbildung 5.40 zu sehen, in der Mitte der Zelle. Dadurch ist die Länge der Finger halbiert, was zu einer Reduzierung des Serienwiderstandes der Finger um den Faktor 4 führt (siehe Gleichung (5.12)). Zwischen den Fingern und den Bussen ist eine elektrisch isolierende Schicht, die lokal über den n - und p -Fingern geöffnet ist. Durch diese können dann die Busse mit den Fingern durch Löten verbunden werden. Bei diesem Verfahren können auch mehr als zwei Busse verwendet werden, was zu einer weiteren Reduzierung der Metallisierungsverluste führt. Ein weiterer Vorteil eines

solchen Verfahrens ist, dass die „elektrischen“ Abschattungsverluste aufgrund der Busbereiche vermieden werden, was zu einer deutlichen Wirkungsgradsteigerung führt.

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden rückseitenkontaktierte Solarzellen analysiert und Optimierungspotentiale aufgedeckt. Zunächst wurden n -Typ Solarzellen für die Anwendung bei einer Bestrahlungsstärke von einer Sonne untersucht.

Der Einfluss eines „Front-Surface Fields“ (FSF) wurde unter Verwendung des Reziprozitätstheorems und der Einsammelwahrscheinlichkeit analysiert und mit numerischen Berechnungen verglichen. Der Vergleich der analytischen und numerischen Rechnungen zeigte, dass bei Zellen ohne FSF Hochinjektionseffekte einen starken Einfluss auf die Kurzschlussstromdichte der RSK-Solarzelle haben. Die Kurzschlussstromdichte von Zellen mit FSF und hoher Minoritätsladungsträgerlebensdauer hingegen ist nicht von der Injektion abhängig. Die Analysen ergaben, dass die Passivierung mit einem FSF besonders für niedrigdotiertes Basismaterial sehr gute Passivierungseigenschaften aufweist. Diese Zellen zeigen vor allem eine deutlich geringere Abhängigkeit von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Si/SiO₂-Grenzfläche.

Der Vergleich der numerischen Simulationen mit experimentellen Zellergebnissen bestätigte die positiven Eigenschaften des FSF in Bezug auf die Kurzschlussstromdichte der RSK-Solarzellen. Die zweidimensionalen Simulationen und die experimentellen Ergebnisse zeigten auch, dass das FSF sich neben dem Einfluss auf die Kurzschlussstromdichte noch zusätzlich auf den Füllfaktor der RSK-Solarzellen auswirkt. Durch die hohe Leitfähigkeit des FSF verringert sich der laterale Serienwiderstand im Vergleich zu Zellen ohne FSF, was zu einem höheren Füllfaktor führt.

Die Berechnungen einer Zelle mit perfekt passivierter Vorderseite zeigten, dass die Rückseite der RSK-Solarzelle ebenfalls einen starken Einfluss auf die Kurzschlussstromdichte der Zelle hat. Der Vergleich eines simulierten und gemessenen SR-LBIC Linienscans ergab, dass vor allem der Bereich oberhalb des BSF und des Gaps einen starken Einbruch in der Quanteneffizienz aufweist. Man kann hier von einer „elektrischen Teilabschattung“ durch Rekombination in diesem Bereich sprechen. Durch die Wirkung der „High-Low Junction“ des BSF ist diese „elektrische Teilabschattung“ bei Zellen mit niedriger Basisdotierung geringer als bei Zellen mit hoher Basisdotierung.

Das Gap, die Breite des Bereiches zwischen Emitter und BSF, wirkt sich vor allem auf J_{sc} und den Füllfaktor der Zelle aus. Ein breiteres BSF erhöht aufgrund der besseren Querleitfähigkeit im Vergleich zur Basis den Füllfaktor und führt aufgrund des höheren lateralen Gradienten des Quasi-Fermi-Potentials der Löcher zu einem erhöhten Kurzschlussstrom.

Eine Variation des BSF-Dotierprofils ergab, das vor allem eine niedrigere Oberflächendotierung des BSF zu einer Erhöhung der Offenklemspannung und der Kurzschlussstromdichte führt, wobei der Einfluss auf J_{sc} bei Zellen mit niedriger Basisdotierung deutlich geringer ist, als bei Zellen mit hoher Basisdotierung.

Die Analyse des Emitterbereiches zeigte, dass sich eine höhere Emitterbedeckung vor allem bei höherer Basisdotierung sehr positiv auf den Wirkungsgrad der Zelle auswirkt. Insgesamt erhöht sich J_{sc} mit zunehmender Emitterbedeckung. Allerdings verändert sich damit auch die Querleitfähigkeit, was zu einem Füllfaktorverlust führt, der wiederum dem Anstieg der Kurzschlussstromdichte entgegenwirkt. Der optimale Fingerabstand und die optimale Emitterbedeckung hängen somit stark von der Basisdotierung der Zellen ab.

Neben der Analyse der inneren Zellbereiche wurde in dieser Arbeit auch der Einfluss der Metallisierung und der Busbereiche auf den Wirkungsgrad einer RSK-Solarzelle betrachtet. Die Widerstandsverluste der Metallisierung wurden mit unterschiedlichen Methoden berechnet und miteinander verglichen. Es zeigte sich, dass der „Non Generation Loss“ bei Zellen mit asymmetrischen Fingerwiderständen deutlich größer ist, als bei Zellen mit gleichen Fingerwiderständen. Dies führt zum Teil zu deutlichen Abweichungen zwischen den einfacheren Modellen und dem numerischen Netzwerkmodell, welches die realen Verhältnisse in der Solarzelle am besten widerspiegelt.

Der Einfluss der Busse wurde für eine 125x125 mm² große RSK-Solarzelle mit Hilfe numerischer *SDevice* Simulationen quantitativ berechnet. Dabei zeigte sich, dass der *n*-Bus zu einer Reduzierung der Kurzschlussstromdichte führt, wohingegen der *p*-Bus mit einer Reduzierung des Füllfaktors einhergeht. Bei einer Zelle mit einer mittleren prozentualen Busfläche von 5% führen die Busse zu einem Wirkungsgradverlust von ca. 0.8% absolut. Zusätzlich wurde in diesem Abschnitt noch der Einfluss der Position der Busse bei *p*-Typ RSK-Solarzellen für den Einsatz unter Konzentration untersucht. Es zeigte sich, dass der laterale Majoritätenfluss über dem *n*-Bus (in diesem Fall der Emitterbus) zu einem starken Abfall des Füllfaktors schon bei geringen Konzentrationen führt. Bei Zellen mit niedriger Basisdotierung kann dieser Effekt in Verbindung mit Hochinjektionseffekten zu einem charakteristischen Verlauf des Füllfaktors mit Minima und Maxima führen. Dieser negative Effekt des *n*-Busses kann vermieden werden, wenn die Busse außerhalb der aktiven Zellfläche positioniert werden.

Zum Abschluss des Kapitels wurde die Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte dazu genutzt, um die wichtigsten Eigenschaften einer optimierten RSK-Solarzelle vorzustellen. Dabei wurde auch eine geänderte Rückseitenkontaktierung vorgestellt, die die Verluste aufgrund der Metallisierung und der Busse drastisch reduziert.

6 Elektrische Modellierung von Tunnelnioden

In diesem Kapitel wird die elektrische Modellierung von Tunnelnioden beschrieben. Dazu werden zunächst die verschiedenen Tunnelmechanismen in hochdotierten pn -Übergängen vorgestellt. Anschließend werden verschiedene numerische Tunnelmodelle vorgestellt und auf deren Eignung zur Beschreibung von Esaki-Tunnelnioden hin untersucht. Es wird gezeigt, dass nur unter Verwendung eines nicht lokalen Tunnelmodells die gemessene IV -Kennlinie der untersuchten Esaki-Tunnelnioden modelliert werden kann. Mit dem kalibrierten Tunnelniodenmodell wird abschließend die Simulation einer kompletten Tandemsolarzelle vorgestellt.

6.1 Motivation

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, lässt sich mit einem System unendlich vieler Halbleiter unter maximaler Konzentration ein Wirkungsgrad von 87% erreichen. Eine Möglichkeit der Realisierung solch eines Systems ist die monolithische Serienschaltung von Halbleitern mit unterschiedlicher Bandlückenenergie [106-109]. Dazu werden mehrere pn -Übergänge mit abnehmender Bandlücke übereinander gestapelt. Dadurch werden in der obersten Solarzelle die hochenergetischen Photonen mit weniger Thermalisierungsverlusten absorbiert. Photonen mit niedriger Energie werden durch die oberste Solarzelle transmittiert und in der nächsten Teilzelle absorbiert. Abbildung 6.1 zeigt den Vergleich der genutzten Energie einer Silizium-Solarzelle mit einer gitterangepassten Dreifach-Solarzelle mit der Materialkombination $Ga_{0,5}In_{0,5}P/Ga_{0,99}In_{0,01}As/Ge$. Man erkennt deutlich, dass die Thermalisierungs- und Transmissionsverluste bei der Dreifach-Solarzelle deutlich geringer sind, als bei der Silizium-Solarzelle mit nur einem pn -Übergang.

Bei einer Mehrfach-Solarzelle aus monolithisch gewachsenen Halbleiterschichten, ist die Verschaltung der einzelnen Teilzellen nicht trivial. Würde man die einzelnen Teilzellen der Mehrfach-Solarzelle direkt aufeinander abscheiden, würde zwischen jedem pn -Übergang der Solarzellen ein np -Übergang liegen. Ein Ladungstransport über diesen np -Übergang, in der Größenordnung der Kurzschlussstromdichte, ist jedoch nur bei einer materialspezifischen Diodenspannung möglich. Daher wäre der Wirkungsgrad einer solchen Solarzelle nahezu null.

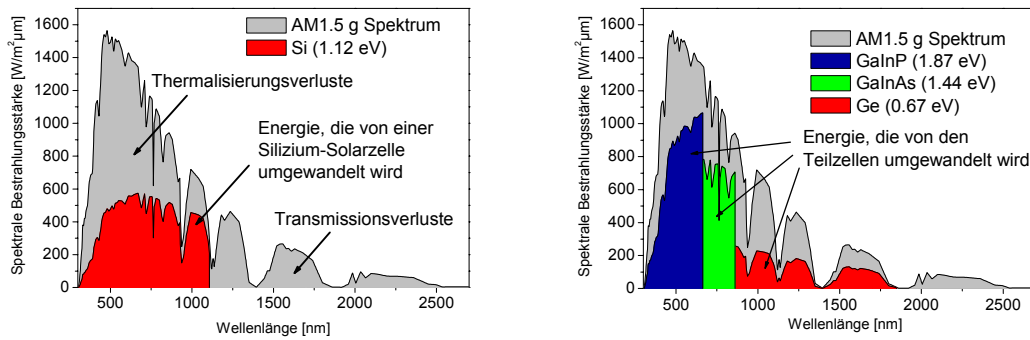


Abbildung 6.1: Vergleich des von verschiedenen Solarzellen genutzten Bereiches des AM1.5g Spektrums. Aufgetragen ist die spektrale Bestrahlungsstärke des AM1.5g Spektrums. Der Teil der Photonenenergie, der von der jeweiligen Solarzelle in chemische Energie, also Elektron-Loch Paare umgewandelt wird, ist farbig markiert. Auf der linken Seite ist dies für eine Silizium-Solarzelle aufgetragen, auf der rechten Seite für eine gitterangepasste Dreifach-Solarzelle mit der Materialkombination $Ga_{0.5}In_{0.5}P/Ga_{0.99}In_{0.01}As/Ge$. Deutlich zu erkennen sind die geringeren Thermalisierungs- und Transmissionsverluste bei der Dreifach-Solarzelle.

Zur elektrischen Verbindung der monolithisch gewachsenen Teilzellen wird daher ein optisch möglichst transparentes, elektrisch hoch leitfähiges Schichtsystem benötigt. Eine Realisierung eines solchen Schichtsystems ist die Esaki-Tunneldiode [110]. Die gemessene Strom-Spannungskennlinie einer p^{++} -GaAs/ n^{++} -GaAs Esaki-Tunneldiode ist in Abbildung 6.2 gezeigt.

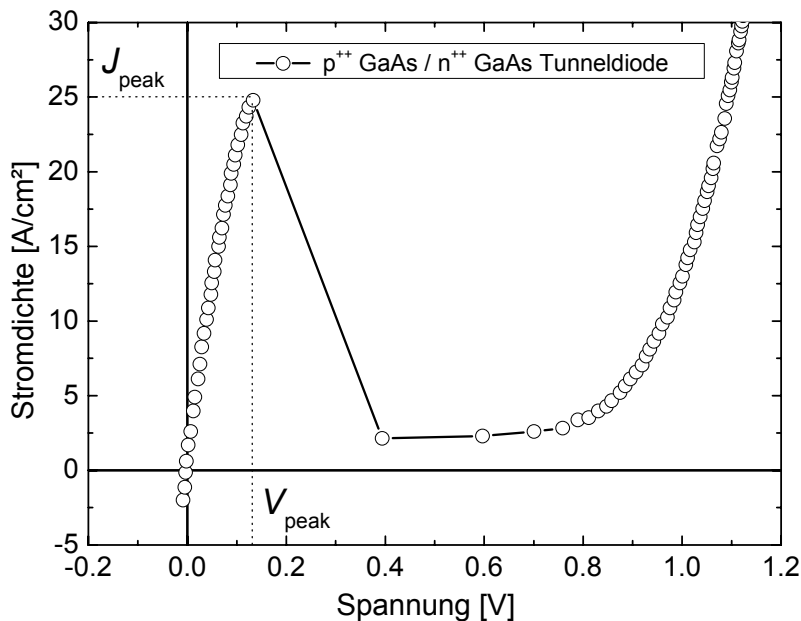


Abbildung 6.2: Dargestellt ist die gemessene Strom-Spannungskennlinie einer p^{++} -GaAs/ n^{++} -GaAs Esaki Tunneldiode. Die Tunneldiode erreicht eine maximale Tunnelstromdichte von über 25 A/cm^2 . Dies ist ausreichend für eine Dreifach-Solarzelle unter einer Konzentration von 1000 Sonnen.

Die hohe elektrische Leitfähigkeit wird in diesen Dioden durch starke Dotierung bis zur Entartung erreicht (siehe auch Abschnitt 2.2). Die optische Transparenz wird durch die Verwendung von Halbleitern erreicht, deren Bandlücken größer sind als die Bandlücken der darunterliegenden Solarzellen. Eine wichtige Kenngröße der Tunneldiode ist die maximale Tunnelstromdichte J_{peak} (siehe auch Abbildung 6.2). Bei Anwendungen von Mehrfach-Solarzellen unter Konzentration muss ein hoher Strom über die Tunneldiode fließen. Bei einer Dreifach-Solarzelle unter 1000-facher Konzentration sind dies ca. 15 A/cm^2 . Ist J_{peak} kleiner als der Strom den die Solarzelle generiert, arbeitet die Tunneldiode nicht mehr als ohmscher Widerstand, sondern als normale Diode, und es kommt zu einem hohen Spannungsabfall an der Tunneldiode, was zu einem Einbruch des Wirkungsgrades der Solarzelle führt [111].

Für die Simulation von III-V-Mehrfach-Solarzellen ist demnach eine genaue Beschreibung einer Esaki-Tunneldiode und deren Strom-Spannungscharakteristik von enormer Bedeutung.

6.2 Tunnelmechanismen in hochdotierten pn-Übergängen

In hochdotierten pn -Übergängen kommt es neben dem klassischen thermischen Diodenstrom zu einem weiteren Transportmechanismus: Dem Tunneln der Ladungsträger durch die Bandlücke. Abbildung 6.3 gibt einen Überblick über die möglichen Tunnelprozesse in einem hochdotierten pn -Übergang: (a) Direktes Band-zu-Band Tunneln, (b) nicht-resonantes störstellenunterstütztes Tunneln (Trap Assisted Tunneling (TAT)), und (c) resonantes störstellenunterstütztes Tunneln.

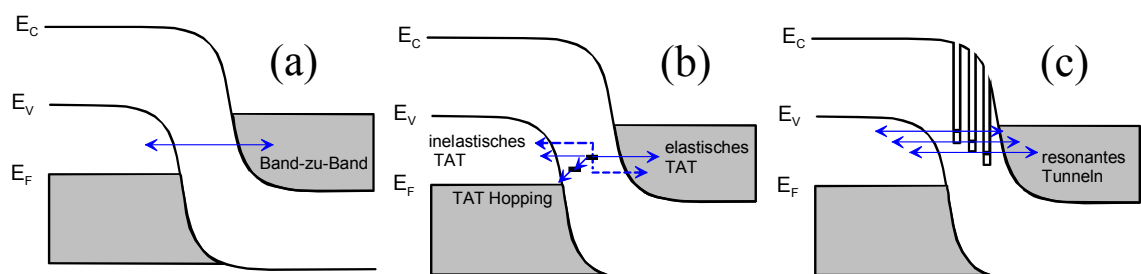


Abbildung 6.3: Mögliche Tunnelprozesse in einem hochdotierten pn -Übergang: (a) direktes Band-zu-Band Tunneln, (b) nicht-resonantes störstellenunterstütztes Tunneln (Trap Assisted Tunneling, TAT), und (c) resonantes störstellenunterstütztes Tunneln.

(a) Band-zu-Band Tunneln

Beim direkten Band-zu-Band Tunneln tunneln die Ladungsträger direkt durch die Bandlücke vom Leitungsband ins Valenzband (siehe Abbildung 6.3a). Die Grundprinzipien des quantenmechanischen Band-zu-Band Tunnelns in Esaki-Tunneldioden lassen sich anhand des von Kane [112] entwickelten analytischen Modells, welches die Tunnelstromdichte durch eine Potentialbarriere beschreibt,

erläutern. Für eine parabolische Potentialbarriere ergibt sich nach Kane [112] die Tunnelwahrscheinlichkeit T_D zu:

$$T_D \approx \exp\left(-2 \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}(V(r)-E)} dr\right), \quad (6.1)$$

wobei r_1 und r_2 die Grenzen der Potentialbarriere, m^* die Tunnelmasse und $V(r)$ die Potentialbarriere sind. Für eine parabelförmige Potentialbarriere

$$V(r) = \frac{(E_g/2)^2 - (qFr)^2}{E_g} \quad (6.2)$$

ergibt sich somit die Tunnelwahrscheinlichkeit T_D zu:

$$T_D \approx \exp\left\{-\frac{\pi\sqrt{m^*}E_g^{3/2}}{2\sqrt{2}q\hbar F}\right\}. \quad (6.3)$$

F bezeichnet dabei das elektrische Feld über den pn -Übergang,

$$F = \sqrt{\frac{qV_{bi}}{2\varepsilon_0\varepsilon_{HL}} \left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D}\right)}. \quad (6.4)$$

Mit Gleichung (6.4) und (6.3) erkennt man, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit mit ansteigender Dotierung und geringerer Tunnelmasse m^* ansteigt, jedoch immer kleiner als eins ist.

Unter Verwendung der Fermi-Verteilungen ($f_p(E)$ und $f_n(E)$) sowie den Zustandsdichten ($D_n(E)$ und $D_p(E)$) der Elektronen und Löcher ergibt sich die Tunnelstromdichte J_D :

$$J_D \propto \int_{E_c}^{E_v} [f_e(E) - f_n(E)] T_D D_n(E) D_p(E) dE. \quad (6.5)$$

Gleichung (6.5) zeigt, dass die Tunnelstromdichte von der Dichte der Elektronen und Löcher sowie der Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt wird. Mit dem Kane-Modell lässt sich der prinzipielle Verlauf des Tunnelstroms einer Esaki-Tunnelnennen analytisch beschreiben.

(b) Nicht-resonantes störstellenunterstütztes Tunneln

Neben dem direkten Band-zu-Band Tunneln, kann das nicht-resonante störstellenunterstützte Tunneln (Trap Assisted Tunneling, TAT) zum Ladungstransport in Regionen mit hohen elektrischen Feldern beitragen. Bei diesem Prozess tunneln die Ladungsträger vom Leitungs- bzw. Valenzband in eine Störstelle in der Bandlücke und in einem nächsten Schritt von dort in das andere Band. In Bereichen ohne elektrisches Feld kann ein Elektron, welches sich in einer Störstelle befindet, die für das Entweichen aus der Störstelle notwendige Energie nur durch thermische Emission, also durch Wechselwirkung mit Phononen abgeben. Diese Wechselwirkung findet nur mit einer

bestimmten Wahrscheinlichkeit statt, welche in dem Einfangquerschnitt und damit in den Zeitkonstanten für den Einfang von Elektronen und Löchern enthalten ist.

In Bereichen mit starken elektrischen Feldern hingegen, kann das Elektron ohne thermische Anregung (elastisches TAT) oder durch thermische Anregung eines Bruchteils der Energie zwischen Bandkante und Störstelle (inelastisches TAT) und anschließendem Tunneln durch die Potentialbarriere aus der Störstelle entweichen (siehe Abbildung 6.3b). Des Weiteren können diese Prozesse auch über mehrere Störstellen, mit unterschiedlicher Störstellenenergie, erfolgen (Hopping TAT) [113]. Für das inelastische TAT lässt sich eine Tunnelstromdichte J_{TAT} nach Hurkx *et al.* [114] folgendermaßen beschreiben:

$$J_{TAT} = e \int_0^d R_{TAT} dx. \quad (6.6)$$

R_{TAT} ist hierbei die Rekombinationsrate der SRH-Rekombination aus Gleichung (2.27), wobei die Zeitkonstanten für den Einfang von Elektronen und Löchern τ_{n0} und τ_{p0} durch folgende Zeitkonstanten ersetzt werden:

$$\tau_{n,tat}(F) = \frac{\tau_{n0}}{\Gamma(F)+1}, \quad \tau_{p,tat}(F) = \frac{\tau_{p0}}{\Gamma(F)+1}, \quad (6.7)$$

mit der sogenannte Feldeffekt Funktion $\Gamma(F) > 0$ [26]. Diese reduziert in Bereichen hoher elektrischer Feldstärken die Zeitkonstanten für den Einfang von Elektronen und Löchern und erhöht somit in diesen Bereichen die Rekombinationsrate und damit den Strom J_{TAT} . In feldfreien Bereichen geht $\Gamma(F)$ gegen Null, sodass R_{TAT} wieder in die herkömmliche SRH-Rekombinationsrate übergeht.

(c) Resonantes störstellenunterstütztes Tunneln

Störstellen beeinflussen den Potentialverlauf der Bänder eines Halbleiters. Nach Hermann und Schenk [115] sowie Jiang *et al.* [116] kann der Potentialverlauf der durch eine Störstelle im *pn*-Übergang hervorgerufen wird, als ein rechteckiger Potentialtopf vereinfacht dargestellt werden, welcher die Potentialbarriere zwischen Valenz- und Leitungsband in zwei oder mehrere Potentialbarrieren aufteilt (siehe Abbildung 6.3c). Bei der Berechnung der Tunnelwahrscheinlichkeit muss somit nicht mehr nur das Tunneln durch eine Barriere betrachtet werden, sondern zusätzlich auch die Wechselwirkung zwischen mehreren Barrieren. Für die Bestimmung der Transmissionswahrscheinlichkeit des Gesamtsystems, ist daher die Transmissionswahrscheinlichkeit der einzelnen Barrieren und deren Wechselwirkung entscheidend. Für bestimmte Elektronenenergien (E_{res}) ergibt sich eine Resonanz der transmittierten und reflektierten Welle im Potentialtopf, was zu einer stark erhöhten Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Potentialbarriere führt [116]. Ist die Transmissionswahrscheinlichkeit der beiden einzelnen Barrieren gleich, $T_1(E_{res}) = T_2(E_{res})$, ergibt sich sogar eine Tunnelwahrscheinlichkeit von 1, unabhängig davon wie hoch die Tunnelwahrscheinlichkeit

der einzelnen Barrieren ist. Daher ist das resonante störstellenunterstützte Tunneln ein sehr effektiver Tunnelprozess.

6.3 Analyse verschiedener numerischer Tunnelmodelle

Im Gegensatz zu analytischen Modellen, in denen die Transportprozesse innerhalb des pn -Übergangs durch Integrale beschrieben werden, müssen die Halbleitergleichungen bei numerischen Simulationen an jedem Diskretisierungsknoten gelöst werden. Um die Tunnelprozesse in einen numerischen Halbleitersimulator zu integrieren, muss der Tunneltransport als weiterer Transportmechanismus berücksichtigt werden. Dies kann dadurch erreicht werden, dass der Tunneltransport als weiterer Rekombinationsterm in die Kontinuitätsgleichung aufgenommen wird. Die Bestimmung des Rekombinationsterms kann wiederum mithilfe zweier unterschiedlicher Ansätze realisiert werden: lokale und nicht lokale Tunnelmodelle. Der prinzipielle Unterschied der beiden Ansätze ist die Beschreibung des räumlichen Ladungsträgertransports über den pn -Übergang. Dieser Unterschied ist in Abbildung 6.4 skizziert. Die unterschiedlichen Ansätze werden im Folgenden anhand der Modelle aufgezeigt, die in dem in dieser Arbeit verwendeten Simulationsprogramm *Sentaurus Device* implementiert sind.

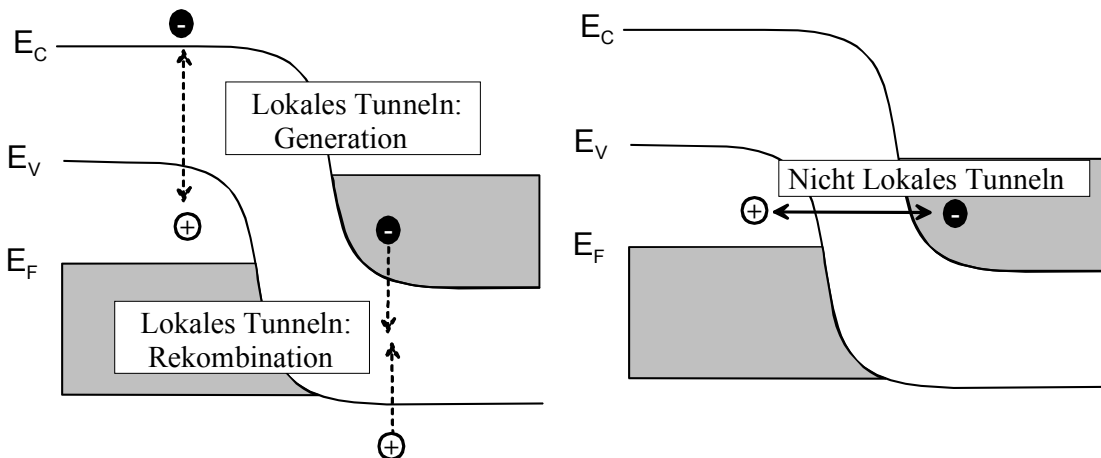


Abbildung 6.4: Skizze des unterschiedlichen räumlichen Verhaltens des Ladungsträgertransports in lokalen (linke Seite) und nicht lokalen Tunnelmodellen (rechte Seite).

6.3.1 Lokale Tunnelmodelle

Bei den lokalen Tunnelmodellen findet kein räumlicher Ladungsträgertransport über den pn -Übergang statt. Der Rekombinationsterm in der Kontinuitätsgleichung beinhaltet nur lokale Variablen. Es wird also nur das lokale elektrische Feld an einem bestimmten Knoten der Diskretisierung verwendet, um die Rekombination an diesem einen Knoten zu berechnen (siehe Abbildung 6.4). Ein Beispiel der in *Sentaurus Device* implementierten lokalen Tunnelmodelle ist das von Hurkx *et al.* [114] eingeführte Band-zu-Band Tunnelmodell. Hurkx *et al.* implementierten die von Kane bestimmte Tunnelstromdichte in einen numerischen Halbleitersimulator. Dabei verwendeten sie

den durch die Kontinuitätsgleichung gegebene Zusammenhang zwischen Stromdichte und Rekombinationsrate. In einer Dimension ergibt sich die Tunnelrekombinationsrate $R_{b2bHurkx}$:

$$R_{b2bHurkx} = \frac{1}{q} \frac{dJ_D}{dx} = \frac{1}{q} \frac{dJ_D}{d\phi} \frac{d\phi}{dx} = -\frac{dJ_D}{dE} F. \quad (6.8)$$

Die Ableitung der Tunnelstromdichte dJ_D/dE lässt sich direkt aus Gleichung (6.5) bestimmen. Setzt man das Ergebnis in Gleichung (6.8) ein, erhält man die Tunnelrekombinationsrate $R_{b2bHurkx}$, wie sie in *Sentaurus Device* implementiert ist.

$$R_{b2bHurkx} = A \cdot D \cdot \left(\frac{F}{F_0} \right)^P \exp\left(-\frac{B}{F} \right), \quad (6.9)$$

$$\text{wobei } D = \frac{np - n_{i,eff}^2}{(n + n_{i,eff})(p + n_{i,eff})}.$$

F ist das lokale elektrische Feld, $F_0 = 1\text{V/m}$ ein Normierungsfaktor und A , B , und P sind die in dem Simulationsmodell frei einstellbaren Parameter. Ein weiteres lokales Band-zu-Band Tunnelmodell, welches Phononen unterstütztes Tunneln berücksichtigt, wurde von Schenk [117] entwickelt. Schenk berechnete den Tunnelstrom durch Bestimmung der differentiellen Leitfähigkeit eines Kristalls in starken elektrischen Feldern.

Neben den lokalen Band-zu-Band Tunnelmodellen gibt es noch das lokale störstellenunterstützte Tunneln nach Hurkx *et al.* [114], welches das in Abschnitt 6.2 bereits beschriebene Modell der reduzierten SRH-Lebensdauer in Bereichen mit hohen elektrischen Feldern verwendet.

Die meisten lokalen Modelle wurden jedoch für die Beschreibung von Tunnelprozessen an Gate Grenzflächen in MOS-Transistoren entwickelt. Die darin vorgenommenen Annahmen könnten für die Beschreibung von Esaki-Tunneldioden in III-V-Mehrfachsolarzellen nicht ausreichend sein.

6.3.2 Nicht lokale Tunnelmodelle

Im Vergleich zu den lokalen Modellen wird bei den nicht lokalen Tunnelmodellen der räumliche Transport durch die Barriere berücksichtigt (siehe dazu auch Abbildung 6.4). Während in lokalen Tunnelmodellen die Rekombination von Elektronen und Löchern an einem Ort stattfindet, findet bei den nicht lokalen Tunnelmodellen die Rekombination an unterschiedlichen Orten statt, sodass ein realer räumlicher Transport von Ladungsträgern stattfindet.

Sentaurus Device verwendet ein nicht lokales Band-zu-Band Tunnelmodell, welches auf der Arbeit von Jeong *et al.* [118] basiert. In diesem Modell wird die

Tunnelwahrscheinlichkeit eines Elektrons von Position u zu Position l unter Verwendung der *Wenzel-Kramers-Brillouin (WKB)* Näherung berechnet:

$$\Gamma_{CV} = \exp\left(-2 \int_l^u \kappa_c(r, \varepsilon) \cdot \kappa_v(r, \varepsilon) dr\right). \quad (6.10)$$

κ_c und κ_v sind die lokalen Wellenfunktionen, welche die Tunnelmasse, Bandkantenenergie und die Theta-Funktion Θ beinhalten:

$$\kappa_c = \sqrt{2m_c(r)|E_c(r) - \varepsilon|} \Theta[E_c(r) - \varepsilon] / \hbar. \quad (6.11)$$

Gleichung (6.10) zeigt, dass das gesamte elektrische Potential entlang des Tunnelpfades bei der Berechnung der Tunnelwahrscheinlichkeit berücksichtigt wird. Unter Verwendung der Tunnelwahrscheinlichkeit aus Gleichung (6.10) lässt sich die Rekombinationsrate R_{CV} eines Elektrons mit der Energie ε von Position u im Valenzband zu Position l im Leitungsband berechnen:

$$R_{CV}(u, l, \varepsilon) = \frac{A_{CV}}{qk_B} \cdot F \cdot \Gamma_{CV}(r) \cdot T \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f,p}(u) - \varepsilon}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f,n}(l) - \varepsilon}{k_B T}\right)} \right] \quad (6.12)$$

Der logarithmische Term in Gleichung (6.12) beschreibt den Zufluss von Elektronen und Löchern, T ist die Temperatur, F das Elektrische Feld und A_{CV} ist die effektive Richardson-Konstante ($A_{CV} = (g_c \cdot g_v)^{1/2} A_0$, mit den Skalierungsfaktoren g_c , g_v und der Richardson-Konstante A_0).

Für die Beschreibung des resonanten störstellenunterstützten Tunnelns gibt es in *Sentaurus Device* weder ein lokales noch ein nicht lokales Modell. Daher werden für den Vergleich der lokalen und nicht lokalen Tunnelmodelle im Folgenden nur die Band-zu-Band Modelle verwendet.

6.3.3 Vergleich der verschiedenen Band-zu-Band Tunnelmodelle

Um die verschiedenen numerischen Tunnelmodelle zu vergleichen, und deren Eignung zur Beschreibung von Tunnelnioden in III-V-Mehrfachsolarzellen zu untersuchen, wurde ein eindimensionaler GaAs *pn*-Homoübergang verwendet. Das verwendete Dotierprofil ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Um mögliche Diffusionen von Donatoren in die *p*-Region und von Akzeptoren in die *n*-Region zu berücksichtigen, wurde ein Profil mit leicht abfallenden Dotierkonzentrationen am *pn*-Übergang verwendet.

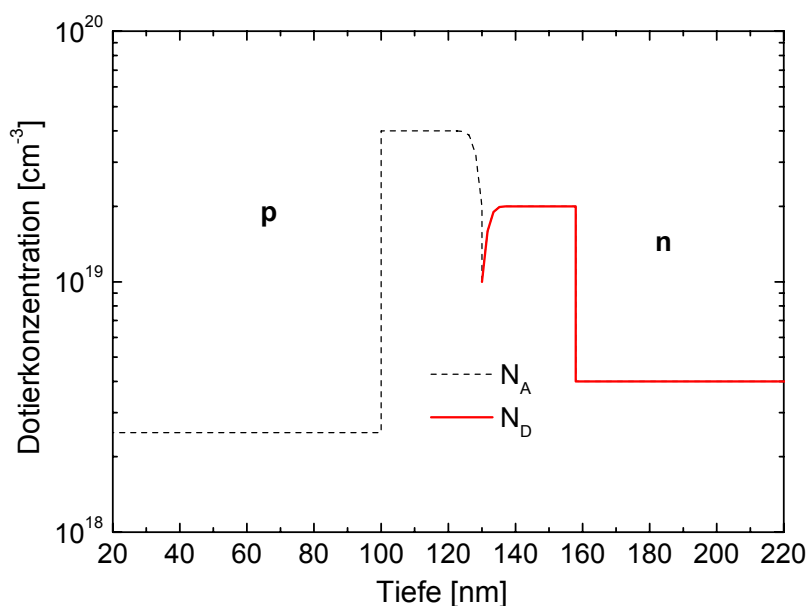


Abbildung 6.5: Dotierprofil des untersuchten pn -Überganges. N_A und N_D sind die Akzeptor- und Donorkonzentrationen. Um mögliche Ausdiffusionen von Dotierstoffen am pn -Übergang zu berücksichtigen, wurde kein Kastenprofil, sondern ein Profil mit leicht abfallenden Dotierkonzentrationen am pn -Übergang verwendet.

Die Dicken und Dotierkonzentrationen der Teststruktur sind in der Größenordnung der in III-V-Mehrfachzellen verwendeten Tunneliodenschichten. Wie in Abbildung 6.2 gezeigt, können solche GaAs Tunnelioden Peakstromdichten von über 25 A/cm^2 erreichen.

Abbildung 6.6 zeigt die simulierten IV-Kennlinien der pn -Struktur aus Abbildung 6.5 unter Verwendung des Hurkx-Modells (a) und des Schenk-Modells (b) für verschiedene Parametersätze A und B (siehe Gleichung (6.9) und [26]).

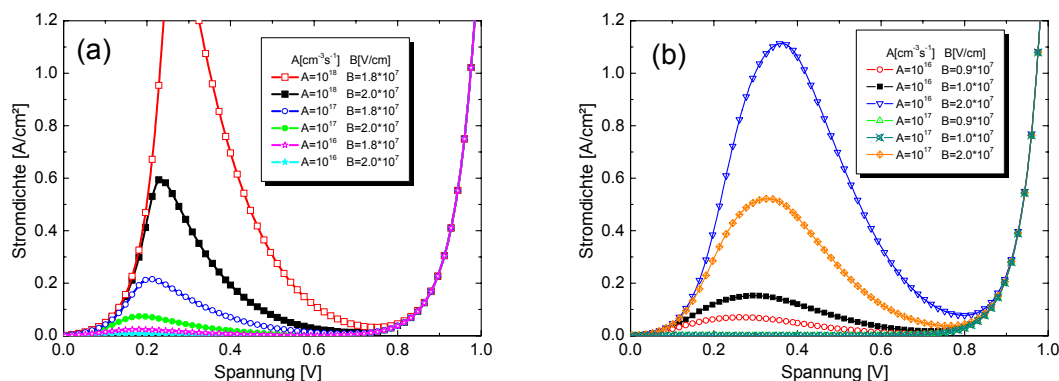


Abbildung 6.6: Simulierte IV-Kennlinien der pn -Struktur aus Abbildung 6.5 mit dem Hurkx-Modell (a) und dem Schenk-Modell (b) für verschiedene Parametersätze A und B. Beide Kennlinien zeigen eine Sättigung der Kurven bei 0 V , und eine Verschiebung von V_{peak} mit ansteigendem J_{peak} .

Man erkennt in Abbildung 6.6 deutlich, dass für beide lokalen Tunnelmodelle ein Anstieg von J_{peak} mit einem Anstieg von V_{peak} einhergeht. Im Vergleich zur Messung in Abbildung 6.2 ist V_{peak} , trotz der geringen Peakstromdichten, bei deutlich zu hohen Spannungen. Des Weiteren ist zu beobachten, dass sich bei beiden lokalen Modellen eine Sättigung der Ableitung der IV-Kennlinien zu kleinen Spannungen hin einstellt. Dies steht jedoch im Widerspruch zu der gemessenen IV-Kennlinie der realen Tunnelnennode in Abbildung 6.2, bei der die Steigung von Spannungen kleiner 0 Volt bis zu Spannungen nahe V_{peak} konstant ist. Diese Ergebnisse zeigen, dass die lokalen Band-zu-Band Modelle für eine korrekte Beschreibung der in III-V-Mehrfachsolarzellen verwendeten Tunnelnennodien nicht geeignet sind.

Das in *Sentaurus Device* implementierte nicht lokale Band-zu-Band Tunnelmodell hat drei freie Parameter: m_c , m_v und $g_c \cdot g_v$. (siehe Gleichungen (6.10)-(6.12)). Ein Anstieg der effektiven Richardson-Konstante A_{CV} erhöht die Rekombinationsrate und damit den Strom, wohingegen ein Anstieg der Tunnelmassen zu einer Reduktion der Tunnelwahrscheinlichkeit und damit des Stroms führt. Der Einfluss der Tunnelmassen kann in den IV-Kennlinien in Abbildung 6.7 beobachtet werden. Im Gegensatz zu den lokalen Tunnelmodellen zeigt das nicht lokale Tunnelmodell keine Sättigung der Ableitung der IV-Kennlinie bei 0 V, analog zu dem Verhalten der gemessenen Kennlinie in Abbildung 6.2. Eine höhere maximale Tunnelstromdichte führt hier zu einer Erhöhung der Steigung der Kennlinie im Spannungsnullpunkt und zu einer höheren Stromdichte in Rückwärtsspannung.

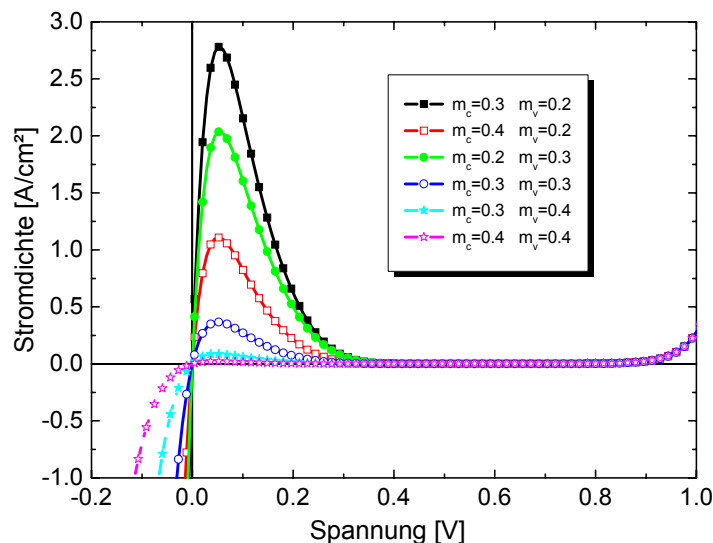


Abbildung 6.7: Simulierte IV-Kennlinien der pn-Struktur aus Abbildung 6.5 mit dem nicht lokalen Tunnelmodell für verschiedene Tunnelmassen m_c und m_v .

Ein weiterer Unterschied zu den lokalen Modellen ist das Verhalten von V_{peak} . Eine Erhöhung der maximalen Tunnelstromdichte führt nicht zu einer Änderung von V_{peak} .

Die maximale Tunnelstromdichte befindet sich immer bei ca. 55 mV, was im Bereich des mit dem analytischen Kane-Modell bestimmten Wertes liegt [119].

Zusammengefasst zeigen die Ergebnisse, dass nur das nicht lokale Tunnelmodell für eine korrekte Beschreibung der in III-V-Mehrfachsolarzellen verwendeten Tunnelndioden geeignet ist. Eine Kalibrierung des Tunnelmodells anhand einer realen GaAs-Tunnelndiode erfolgt im folgenden Abschnitt.

6.4 Kalibrierung der realen GaAs-Tunnelndioden TD 1713

Für die Kalibrierung des nicht lokalen Tunnelmodells, wurde eine GaAs-GaAs Tunnelndiode verwendet. Die Dicken und Dotierungen der einzelnen Schichten der Tunnelndiode sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Tunnelndiode besteht aus den beiden hochdotierten Tunnelschichten, aus zwei entartet dotierten GaAs-Schichten, welche von zwei Barriereschichten eingeschlossen sind. Die Barriereschichten dienen dazu, die Ausdiffusion von Dotierstoffen aus den Tunnelschichten zu minimieren [120] [121]. Die Cap-Schicht sowie das Substrat wurden in der Simulation vernachlässigt. Wie in der Teststruktur in Abbildung 6.5 wurde für den pn -Übergang ein Dotierprofil verwendet, welches die schwache Ausdiffusion von Dotierstoffen berücksichtigt (siehe Abbildung 6.8a). Abbildung 6.8b zeigt das dazugehörige Banddiagramm bei einer Spannung von 0 V im thermischen Gleichgewicht. Deutlich zu erkennen sind die entarteten Tunnelschichten, und die Barriereschichten mit den größeren Bandlücken.

Tabelle 6.1: Nominelle Dicken und Dotierkonzentrationen der untersuchten p^{++} -GaAs- n^{++} -GaAs Tunnelndiode.

Name	Material	Schichtdicke [nm]	Dotierkonzentration [cm^{-3}]
Cap	GaAs	300	$p = 7.5 \cdot 10^{18}$
Puffer	GaAs	100	$p = 2.5 \cdot 10^{18}$
Barriere	$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	30	$p = 1.0 \cdot 10^{19}$
p -TD	GaAs	28	$p = 3.6 \cdot 10^{19}$
n -TD	GaAs	26	$n = 1.0 \cdot 10^{19}$
Barriere	$\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$	30	$n = 7.1 \cdot 10^{18}$
Puffer	GaAs	345	$n = 4.0 \cdot 10^{18}$
Substrat	GaAs	300 μm	$n = 2.0 \cdot 10^{18}$

Die Anpassung der maximalen Tunnelstromdichte kann durch Änderung der Parameter m_c , m_v und $g_c \cdot g_v$ erreicht werden (siehe Abbildung 6.7). Den Einfluss dieser Parameter auf die untersuchte Tunnelndiode ist in Abbildung 6.9 gezeigt.

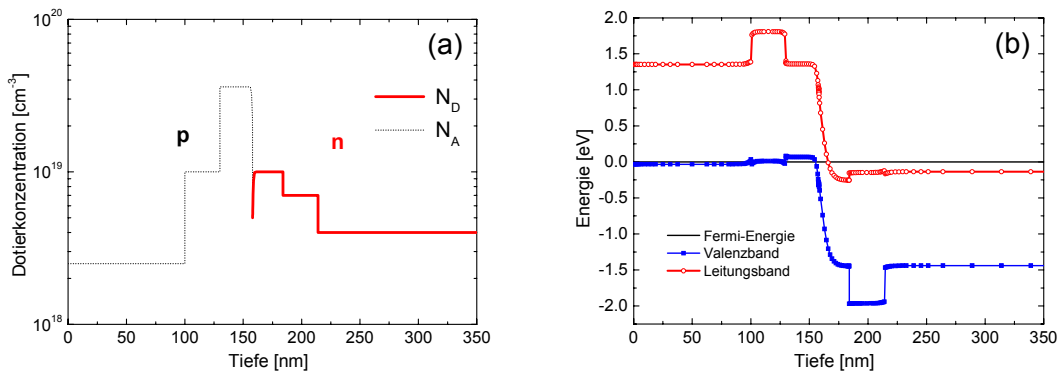


Abbildung 6.8: a): Dotierprofil der simulierten GaAs-GaAs Tunnelnennen. N_A und N_D sind die Akzeptor- und Donorkonzentrationen. b): Banddiagramm bei einer Spannung von 0 V. Deutlich zu erkennen sind die entarteten Tunnelschichten und die Barrierschichten mit den größeren Bandlücken.

Eine kleine Änderung der Tunnelmassen m_c und m_v führt aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit von den Tunnelmassen zu einer starken Änderung der Tunnelstromdichte (Abbildung 6.9 a). Im Gegensatz dazu ist die Rekombinationsrate des Tunnelmodells linear von der effektiven Richardson-Konstante abhängig, weshalb nur größere Variationen der effektiven Richardson-Konstante zu starken Änderungen in J_{peak} führen (Abbildung 6.9 b). Der Vergleich der beiden Graphen in Abbildung 6.9 zeigt weiterhin, dass die simulierte maximale Tunnelstromdichte J_{peak} durch verschiedene Parameterkombinationen von m_c , m_v und $g_c \cdot g_v$ an die gemessene maximale Tunnelstromdichte angepasst werden kann. Das bedeutet, dass sich durch Anpassung an J_{peak} keine eindeutige Parameterkombination ergibt. Da die Tunnelstromdichte stark von dem verwendeten Dotierprofil abhängig ist (siehe Abbildung 6.10), gelten diese Parameterkombinationen auch nur für das jeweils verwendete Dotierprofil.

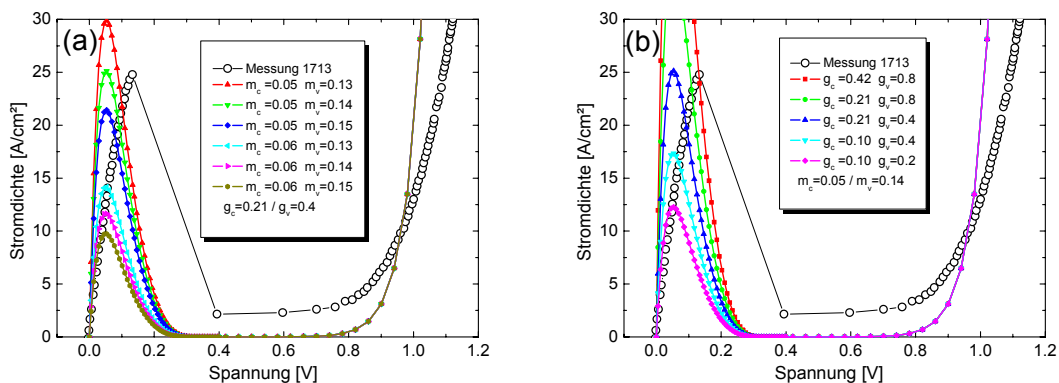


Abbildung 6.9: Einfluss der Tunnelmasse (m_c, m_v) (a) und der effektiven Richardson-Konstante (b) auf die simulierte IV-Kennlinie. Sowohl durch Verringerung der Tunnelmasse als auch durch Erhöhung der effektiven Richardson-Konstante lässt sich die J_{peak} verändern.

6.4.1 Einfluss der Dotierprofile und der Dotierkonzentration

Um den Einfluss der Dotierkonzentration und der Dotierprofile auf die IV-Kennlinie der Tunnelndiode zu untersuchen, wurden Simulationen mit unterschiedlichen Dotierkonzentrationen und Dotierprofilen durchgeführt. Abbildung 6.10 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen. Die Variation der Dotierkonzentration auf der linken Seite von Abbildung 6.10 zeigt, dass eine Änderung der Dotierkonzentration zu einer starken Änderung von J_{peak} führt. Variationen der Dotierkonzentrationen ergaben, dass die Dotierkonzentration der p -Schicht (N_A) einen stärkeren Einfluss auf die Höhe von J_{peak} hat als die Dotierkonzentration der n -Schicht (N_D).

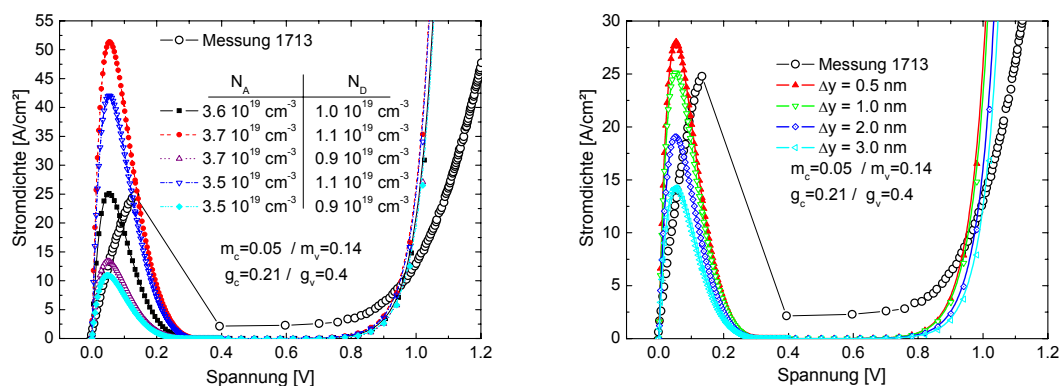


Abbildung 6.10: Einfluss der Dotierkonzentrationen (linke Seite) und der Dotierprofile (rechte Seite) der Tunnelschichten. Je höher die Dotierkonzentration und je steiler das Dotierprofil, desto höher J_{peak} .

Für die Dotierprofile der Tunnelschichten wurde folgende Funktion verwendet:

$$C(y) = \frac{C_{\text{max}}}{2} \left(1 - \text{Erf} \left[\frac{y - y_{\text{sym}}}{\Delta y} \right] \right), \quad (6.13)$$

mit der Dotierkonzentration der Schicht C_{max} , dem Symmetriepunkt y_{sym} , der Fehlerfunktion Erf und der Steilheit Δy der Fehlerfunktion. Je größer Δy , desto flacher ist die Fehlerfunktion und desto flacher damit das Dotierprofil. $\Delta y = 0$ entspricht einem Kastenprofil. Der Graph auf der rechten Seite von Abbildung 6.10 zeigt deutlich, dass mit kleiner werdendem Δy und damit flacher werdendem Dotierprofil, die maximale Tunnelstromdichte sinkt. Diese Untersuchungen zeigen, dass zur Maximierung von J_{peak} möglichst hochdotierte Schichten mit möglichst scharfen Dotierprofilen verwendet werden sollten. Es zeigte sich des Weiteren, dass durch Verwendung unterschiedlicher Dotierprofile, eine Anpassung der Messkurve zu unterschiedlichen Parameterkombinationen m_c , m_v und $g_c \cdot g_v$ führt. Da eine experimentelle Bestimmung der Parameter m_c , m_v und $g_c \cdot g_v$ sowie eine exakte Bestimmung des Dotierprofils in solch dünnen Schichten ($< 30 \text{ nm}$) nicht möglich ist, wurde für die weitere Kalibrierung das Dotierprofil aus Abbildung 6.8a sowie eine Parameterkombination verwendet, die die gemessene maximale Tunnelstromdichte am besten anpasst.

6.4.2 Einfluss eines zusätzlichen Serienwiderstandes

Vergleicht man die gemessenen und simulierten Kennlinien in Abbildung 6.9, erkennt man zum einen, dass der simulierte und gemessene V_{peak} bei unterschiedlichen Spannungen liegt. Zum anderen ist die Steigung der simulierten Kennlinie im Bereich des Tunnelstroms (0 - 0.1V) und auch im Bereich des Diodenstroms (> 0.9 V) deutlich größer als bei der gemessenen IV-Kennlinie. Die Steigung der Diodenkennlinie ist bei hohen Stromdichten jedoch durch den Serienwiderstand R_S der gemessenen Diode bestimmt [111]. Bei den bisherigen Simulationen wurde nur der vertikale Halbleiterserienwiderstand berücksichtigt, nicht aber die Serienwiderstandsbeiträge des Substrates und der Metallisierung. Um deren Einfluss zu berücksichtigen, wurde im Folgenden noch ein zusätzlicher externer Serienwiderstand in die Simulation mit aufgenommen. Abbildung 6.11 zeigt den Einfluss dieses zusätzlichen Serienwiderstandes auf die IV-Kennlinie. Durch Erhöhung des Serienwiderstandes reduziert sich nicht nur die Steigung der Tunnelkennlinie, sondern auch der Diodenkennlinie. Bei einem Serienwiderstand von $R_S = 3 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ stimmen sowohl die Steigungen der Kennlinie und auch die Peakspannungen V_{peak} der gemessenen und simulierten Kennlinien sehr gut überein. Der in der Simulation extrahierte Wert des Serienwiderstandes liegt in der Größenordnung des experimentell bestimmten Serienwiderstandes bei diesen Zellen verwendeten Metallisierungssystemen.

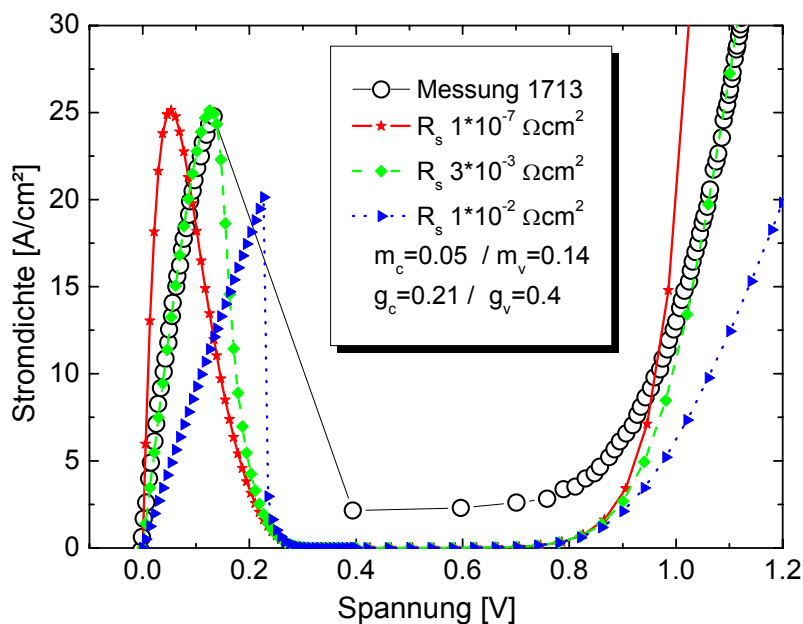


Abbildung 6.11: Einfluss eines zusätzlichen Serienwiderstandes R_s auf die simulierte IV-Kennlinie. Eine Erhöhung des Serienwiderstandes verringert die Steigung im Bereich des Tunnelstroms und des Diodenstroms.

6.4.3 Berücksichtigung von störstellenunterstütztem Tunneln

Trotz Verwendung des nicht lokalen Tunnelmodells und eines zusätzlichen Serienwiderstandes zeigt sich in Abbildung 6.11 eine Abweichung der simulierten Kennlinie im Spannungsbereich zwischen 0.4 und 1 V. Bislang wurde in allen Simulationen nur der Mechanismus des direkten Band-zu-Band Tunnelns berücksichtigt. Wie in Abbildung 6.3 jedoch gezeigt, gibt es mit dem störstellenunterstütztem Tunneln (TAT) noch weitere Tunnelprozesse in realen hochdotierten pn -Übergängen. In *Sentaurus Device* ist ein TAT-Modell implementiert, welches die Reduktion der SRH-Lebensdauer anhand des in Abschnitt 6.2 eingeführten Hurkx-Modells verwendet. Dieses Modell ist im Gegensatz zu dem nicht lokalen Band-zu-Band Tunnelmodell ein lokales Tunnelmodell, weshalb darin kein realer Ladungsträgertransport berücksichtigt wird. Der Vergleich der Simulation mit und ohne Berücksichtigung des TAT-Modells ist in Abbildung 6.12 zu sehen. Die Verwendung des TAT-Modells führt zu einer Erhöhung der Stromdichte im Spannungsbereich zwischen 0.5 und 1 V. Vor allem im Spannungsbereich zwischen 0.8 und 1 V ergibt sich dadurch eine bessere Übereinstimmung der Simulation mit der Messung.

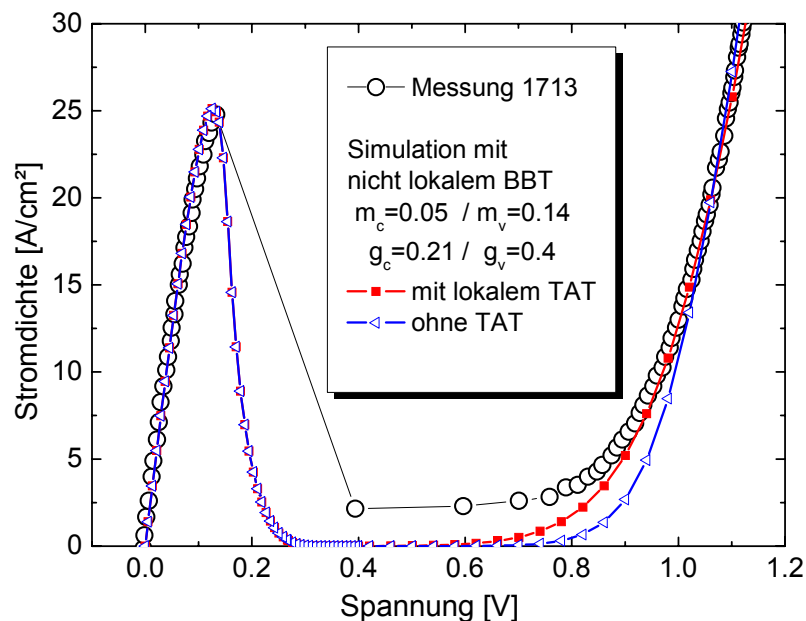


Abbildung 6.12: Mit dem nicht lokalen Band-zu-Band Tunnelmodell (BBT) simulierte IV-Kennlinie mit und ohne Berücksichtigung von störstellenunterstütztem Tunneln (TAT). Die zusätzliche Verwendung des TAT-Modells führt zu einer Erhöhung der Stromdichte im Spannungsbereich zwischen 0.5 und 1 V. Vor allem im Spannungsbereich zwischen 0.8 und 1 V ergibt sich dadurch eine bessere Übereinstimmung der Simulation mit der Messung.

Die Abweichungen im mittleren Spannungsbereich deuten daher auf das Vorhandensein von störstellenunterstütztem Tunneln hin. Abweichungen zwischen dem einfachen lokalen TAT-Modell und der gemessenen Kennlinie können wiederum von dem nicht

lokalen Prozess des TAT und von möglichen Hopping-Prozessen zwischen mehreren Störstellen herrühren. Die Untersuchung dieser Prozesse erfordert ein nicht lokales TAT-Modell, welches Hopping-Prozesse berücksichtigt. Wie oben bereits erwähnt, ist ein solches Modell in der aktuellen Version von *Sentaurus Device* nicht implementiert.

Der für die Simulation von III-V-Mehrfachsolarzellen wichtige Spannungsbereich der Tunnelnioden, liegt zwischen 0 und 0.2 V. Daher ist das nicht lokale Band-zu-Band Tunnelmodell, trotz der Abweichung im mittleren Spannungsbereich, für die Simulation von Tunnelnioden innerhalb von III-V-Mehrfachsolarzellen sehr gut geeignet.

6.4.4 Einfluss der Diffusionsbarrieren

Die Diffusionsbarrieren, die die Tunnelschichten einrahmen (siehe Tabelle 6.1), sollen das Ausdiffundieren von Dotierstoffen aus den Tunnelschichten verhindern. Im Folgenden soll untersucht werden, welchen Einfluss die Dotierung und der Bandversatz zwischen den Barrierschichten und den Tunnelschichten auf die Strom-Spannungskennlinie ausüben. Dazu wurde die in Tabelle 6.1 vorgestellte Tunnelnioden verwendet, und die Dotierung und die Elektronenaffinität der GaInP Barriere variiert. Die Elektronenaffinität lässt sich technologisch nicht verändern. Sie ist eine Materialeigenschaft des Halbleiters, die von der Zusammensetzung des Verbindungshalbleiters abhängt. Allerdings lassen sich aus der Variation der Elektronenaffinität Rückschlüsse ziehen bzgl. der Verwendung anderer Barrierschichten mit anderen Elektronenaffinitäten. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 6.13 gezeigt. Auf der linken Seite sind die IV-Kennlinien und auf der rechten Seite die dazugehörigen Banddiagramme bei 0 V aufgetragen.

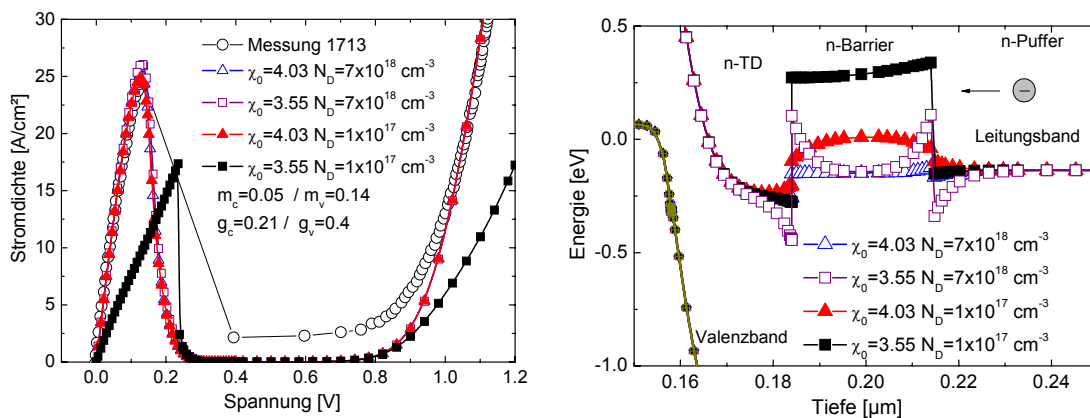


Abbildung 6.13: IV-Kennlinien (linke Seite) und ein Ausschnitt der Banddiagramme bei 0 V (rechte Seite) der untersuchten Tunnelnioden. Bei hoher Dotierung der Barrierschicht ergibt sich kein Einfluss der Elektronenaffinität. Bei geringer Dotierung führt die Barriere mit der geringeren Elektronenaffinität zu einer Potentialbarriere für die Majoritäten (siehe Banddiagramm auf der rechten Seite), was zu einem Effekt analog eines Serienwiderstandes führt.

Die Änderung der Dotierung und der Elektronenaffinität wirkt sich auf das Banddiagramm im Bereich der Barriere aus. Durch Änderung der Elektronenaffinität ändert sich der Bandversatz zwischen der GaAs-Schicht und der Barrierschicht. Durch

Änderung der Dotierung der Barrierschicht verändert sich die Bandverbiegung an der Grenzfläche GaAs/Barriere (siehe rechte Seite von Abbildung 6.13). Diese Änderungen haben auch Einfluss auf die IV-Kennlinie. Bei den Dioden mit einer Elektronenaffinität der Barrierschicht, die im Bereich der Elektronenaffinität der GaAs-Schichten ($\chi_0 = 4.07$ eV) ist, zeigt sich keine Änderung der IV-Kennlinie mit Variation der Dotierung der Barriere. Bei der Barriere mit einer geringen Elektronenaffinität ($\chi_{0,Barriere} = 3.55$ eV) zeigt sich ein deutlicher Einfluss der Dotierung der Barrierschicht auf die IV-Kennlinie der Tunnelodiode. Bei der Diode mit der geringeren Dotierung zeigt die IV-Kennlinie eine Form, die dem Einfluss eines Serienwiderstandes entspricht (siehe auch Abbildung 6.11). Die zugehörigen Banddiagramme zeigen, dass sich bei der Diode mit niedriger Dotierung eine hohe Potentialbarriere für den Majoritätenfluss ergibt. Diese Potentialbarriere führt zu einem Widerstandsverlust, welcher sich in der IV-Kennlinie bemerkbar macht. Dieser Effekt wurde auch schon bei BSF-Schichten von GaAs-Einfachsolarzellen gezeigt [122]. Durch Erhöhung der Dotierung reduziert sich zum einen die Höhe der Potentialbarriere. Zum anderen werden die Breiten der entstehenden Potentialbarrieren sehr dünn, so dass die Majoritäten die Barrierschicht durch thermionische Emissionsprozesse und Tunnelprozesse ohne Widerstandsverlust passieren können. Dies zeigt sich auch in der IV-Kennlinie auf der linken Seite von Abbildung 6.13. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass aus elektrischer Sicht die Dotierung der Barrieren möglichst groß gewählt werden sollte, um mögliche Serienwiderstandsprobleme aufgrund eines ungünstigen Bandversatzes zu minimieren. Dies gilt ebenfalls für die BSF-Schichten in Ein- und Mehrfachsolarzellen.

6.5 Simulation einer Tandemsolarzelle inklusive Tunnelodiode

Die bisherigen Simulationen der Tunnelodiode haben gezeigt, dass das verwendete nicht lokale Tunnelmodell die IV-Kennlinie einer isolierten Tunnelodiode im Bereich zwischen 0 und 0.15 V sehr gut beschreiben kann. Im folgenden Abschnitt soll untersucht werden, ob das nicht lokale Tunnelmodell auch dazu geeignet ist, das Verhalten der Tunnelodiode innerhalb eines Schichtsystems einer Tandemsolarzelle unter Beleuchtung korrekt zu beschreiben. Dazu wurde eine einfache GaInP/GaAs Tandemsolarzelle untersucht. Die nominellen Dicken und Dotierkonzentrationen der Tandemsolarzelle sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die GaInP und GaAs Teilzellen sind mit der im vorigen Abschnitt kalibrierten GaAs/GaAs Tunnelodiode verbunden. Berechnet wurde das Schichtsystem in einem zweidimensionalen Symmetrieelement mit einer Breite von 625 μm und einer halben Fingerbreite von 5 μm , um laterale Stromflüsse zum Finger hin zu berücksichtigen.

Tabelle 6.2: Nominelle Dicken und Dotierkonzentrationen der untersuchten GaInP/GaAs Tandemsolarzelle.

Schichtname	Material	Nominelle Dicke [nm]	Dotierkonzentration [cm ⁻³]	Zelle
topfsf	AlInP	30	$n = 4.0 \cdot 10^{+18}$	Oberzelle
topem	Ga _{0.51} In _{0.49} P	50	$n = 5 \cdot 10^{+18}$	
topbase	Ga _{0.51} In _{0.49} P	600	$p = 1.5 \cdot 10^{+17}$	
topbsf	Ga _{0.51} In _{0.49} P	30	$p = 2.0 \cdot 10^{+18}$	
phighTD	GaAs	28	$P = 1.0 \cdot 10^{+19}$	Tunnelodiode
nhighTD	GaAs	26	$n = 3.6 \cdot 10^{+19}$	
botfsf	Ga _{0.51} In _{0.49} P	30	$n = 7.0 \cdot 10^{+18}$	Untierzelle
botem	GaAs	100	$n = 2.0 \cdot 10^{+18}$	
botbase	GaAs	2500	$p = 1.0 \cdot 10^{+17}$	
botbsf	Ga _{0.51} In _{0.49} P	50	$p = 2.0 \cdot 10^{+18}$	
Substrat	GaAs	2000	$p = 2.0 \cdot 10^{+18}$	Substrat

6.5.1 Simulation der IV-Kennlinie

Das Ergebnis der Hellkennlinienberechnung ist in Abbildung 6.14 gezeigt. Aufgetragen ist die IV-Kennlinie und die Leistungs-Kennlinie der untersuchten Tandemsolarzelle. Die Tandemsolarzelle erreicht eine Offenklemmspannung von 2418 mV, eine Kurzschlussstromdichte von 12.51 mA/cm² und einen Wirkungsgrad von 27.63%.

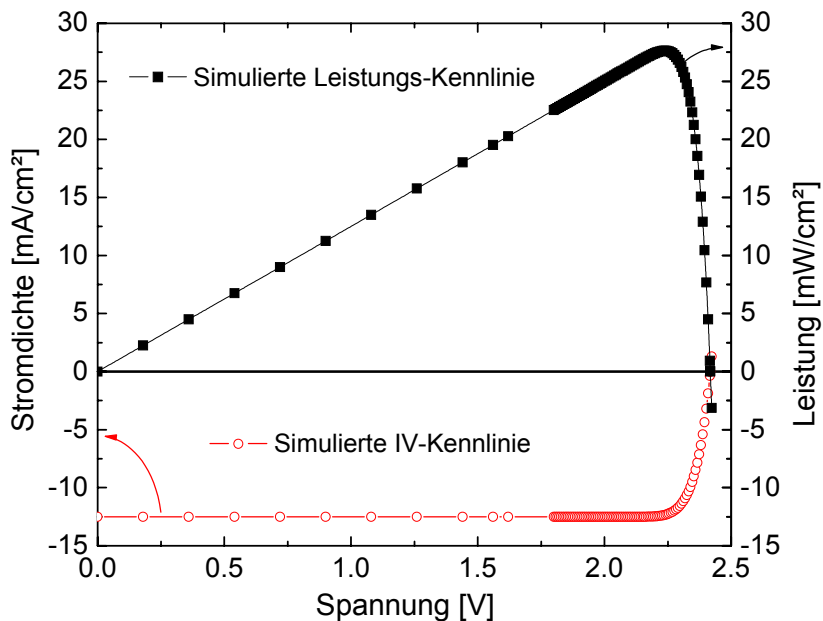


Abbildung 6.14: Numerisch simulierte IV- und Leistungs-Kennlinie der GaInP/GaAs Tandemsolarzelle aus Tabelle 6.2.

Die hohe Offenklemmspannung ergibt sich aus der Serienschaltung der beiden Teilzellen. Um die interne Verschaltung der Tandemsolarzelle genauer zu erläutern, sind in Abbildung 6.15 die mit einem einfachen, auf dem Eindioden-Modell basierenden, analytischen Modell berechneten IV-Kennlinien einer Tandemsolarzelle und derer beiden Teilzellen dargestellt. Bei einer Serienschaltung der Teilzellen muss durch beide Teilzellen der gleiche Strom fließen, daher bestimmt die Zelle mit dem geringsten Strom auch den Gesamtstrom der Zelle. In Abbildung 6.15 ist dies die Unterzelle. Die Spannung der Tandemsolarzelle ergibt sich aus der Addition der Spannungen der beiden Teilzellen. Die serielle Verschaltung von Teilzellen führt daher zur Erhöhung der Spannungen bei Mehrfachsolarzellen.

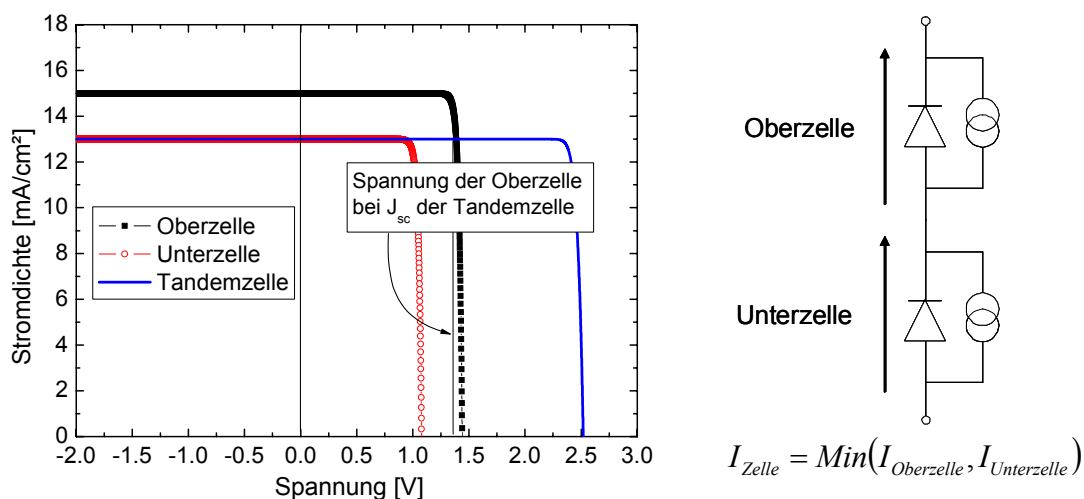


Abbildung 6.15: Analytisch berechnete IV-Kennlinie einer Tandemsolarzelle und derer Teilzellen, zusammen mit dem Ersatzschaltbild der Tandemsolarzelle. Der Strom der Tandemsolarzelle ist limitiert durch den kleinsten Strom der beiden Teilzellen.

Betrachtet man die Kennlinien der Tandemsolarzelle und der Einzelzellen in Abbildung 6.15, so zeigt sich, dass sich die Oberzelle nahe ihrer Offenklemmspannung (1,35 V) befindet, wenn die Tandemsolarzelle bei J_{sc} , also bei 0 V, ist. Da an der gesamten Tandemsolarzelle 0 V anliegen, muss sich die Unterzelle bei negativen Spannungen, genauer gesagt bei ca. -1,35 V, befinden. Dieses Verhalten der Zellen lässt sich auch in den Banddiagrammen an unterschiedlichen Spannungspunkten der Tandemsolarzelle erkennen. Abbildung 6.16 zeigt die numerisch berechneten Banddiagramme der Tandemsolarzelle bei 0 V, also bei J_{sc} der Tandemsolarzelle und bei 2,418 V (V_{oc}) externer Spannung.

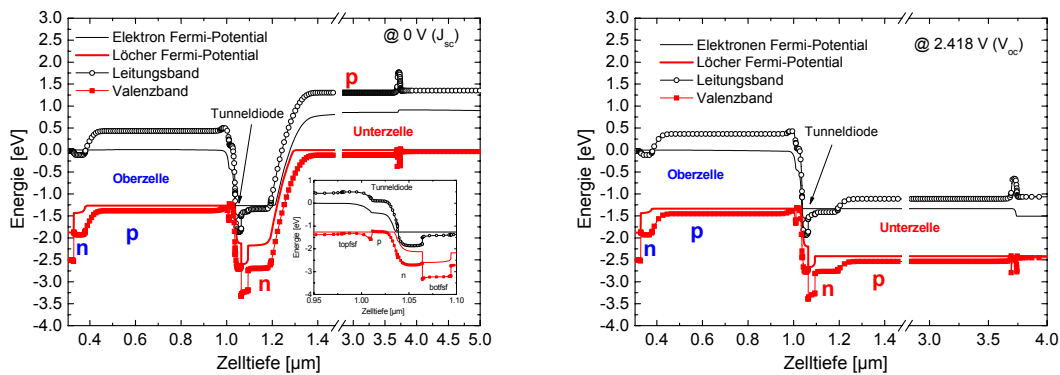


Abbildung 6.16: Banddiagramm der Tandemsolarzelle bei 0 V (J_{sc} , linke Seite, zusammen mit einem Zoom der Tunnelnioden) und 2.418 V (V_{oc} , rechte Seite). Bei 0 V der Tandemsolarzelle befindet sich die Oberzelle nahe ihrer Offenklemspannung, und die Unterzelle bei negativer Spannung. Bei V_{oc} der Tandemsolarzelle weisen die Fermi-Potentiale über den pn -Übergang beider Teilzellen keinen Gradienten mehr auf. Daher sind beide Teilzellen an ihrer Offenklemspannung.

Betrachtet man das Banddiagramm der Tandemsolarzelle bei 0 V (J_{sc}) (linke Seite von Abbildung 6.16), erkennt man deutlich, dass die Unterzelle die strombegrenzende Teilzelle ist. Die Quasi-Fermi-Potentiale der Oberzelle zeigen nahezu keinen Gradienten über den pn -Übergang, was bedeutet, dass die Minoritätsladungsträger in der Oberzelle nicht mehr über den pn -Übergang fließen, sondern innerhalb der Basis bzw. des Emitters rekombinieren. Das heißt, dass die Oberzelle sich nahe ihrer Offenklemspannung (zum Vergleich siehe auch Abbildung 2.4) befindet. Die Unterzelle hingegen weist über den pn -Übergang einen starken Gradienten im Fermi-Potential auf, was zu einem großen Minoritätsladungsträgerstromfluss über den pn -Übergang führt. Betrachtet man die Fermi-Potentiale der Majoritäten im n - und p -Gebiet der Ober- und Unterzelle, so ergibt sich eine Spannungsdifferenz von jeweils ca. 1.35 V . Das heißt, dass die Unterzelle sich nicht bei 0 V , sondern bei -1.35 V befindet, die Oberzelle hingegen bei $+1.35\text{ V}$. Bei einer äußeren Spannung von 2.418 V , was der Offenklemspannung der Tandemsolarzelle entspricht, befinden sich sowohl die Unterzelle, wie auch die Oberzelle nahe ihrer Offenklemspannung. Das bedeutet, dass sich die Oberzelle in dem gesamten Spannungsbereich von 0 bis 2.418 V annähernd an der gleichen Spannung befindet. Die gesamte Spannungsänderung der Tandemsolarzelle findet in der strombegrenzenden Unterzelle statt.

Diese Simulationen der Kennlinie und der Banddiagramme zeigen, dass das lokale Tunnelmodell die Serienverschaltung der Tandemsolarzelle richtig beschreibt, und sich daher auch für die Simulation von Mehrfachsolarzellen anwenden lässt.

6.5.2 Simulation der Quanteneffizienz

Neben der IV-Kennlinie ist die Quanteneffizienz eine für das Verständnis der Solarzelle wichtige Messgröße. Für die Simulation einer Einfachsolarzelle wurden in den Dissertationen von G. Létay [9] und J. Dicker [22] bereits notwendige Routinen in die

Simulationsumgebung *PVObjects* implementiert. Die Bestimmung der Quanteneffizienz einer Mehrfachsolarzelle ist jedoch deutlich komplexer als bei einer Einfachsolarzelle. Wie im letzten Abschnitt beschrieben, bestimmt die Teilzelle mit dem geringsten Strom den Gesamtstrom der Mehrfachsolarzelle. Um die Quanteneffizienz einer Teilzelle bestimmen zu können, muss daher die zu messende Teilzelle die strombegrenzende Teilzelle sein. Dazu wird neben dem monochromatischen Messlicht eine zusätzliche Bias-Beleuchtung verwendet, deren Spektrum so eingestellt ist, dass die nicht zu messende Teilzelle mit viel Licht geflutet wird [123],[124]. Dieses Verfahren wurde in die Simulationsumgebung implementiert. Die Simulationsergebnisse der Quanteneffizienz der Oberzelle sind zusammen mit dem verwendeten Bias-Spektrum und dem dazugehörigen Banddiagramm in Abbildung 6.17 dargestellt. Für die Bestimmung der externen Quanteneffizienz wurde folgende Gleichung verwendet:

$$EQE(\lambda, V) = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot q} \frac{\Delta J_{sc}}{E_{mono}(\lambda)} = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot q} \frac{J_{sc, mono+bias}(\lambda, V) - J_{sc, bias}(V)}{E_{mono}(\lambda)}, \quad (6.14)$$

wobei $J_{sc, mono+bias}$ der Strom der Tandemsolarzelle bei einer Bias-Spannung V und einer Beleuchtung mit monochromatischem Licht der Intensität E_{mono} und Bias-Licht ist. $J_{sc, bias}$ hingegen ist der Strom der Tandemsolarzelle bei einer Bias-Spannung V bei ausschließlicher Beleuchtung mit dem verwendeten Bias-Licht. ΔJ_{sc} ist somit der durch das monochromatische Licht zusätzlich erzeugte Strom.

Auf der linken Seite von Abbildung 6.17 ist die simulierte Quanteneffizienz der Unterzelle gezeigt. Das verwendete Bias-Spektrum ist im Bereich der Oberzelle deutlich erhöht, somit wird die Unterzelle zur strombegrenzenden Teilzelle. Die angelegte Bias-Spannung betrug 0 V.

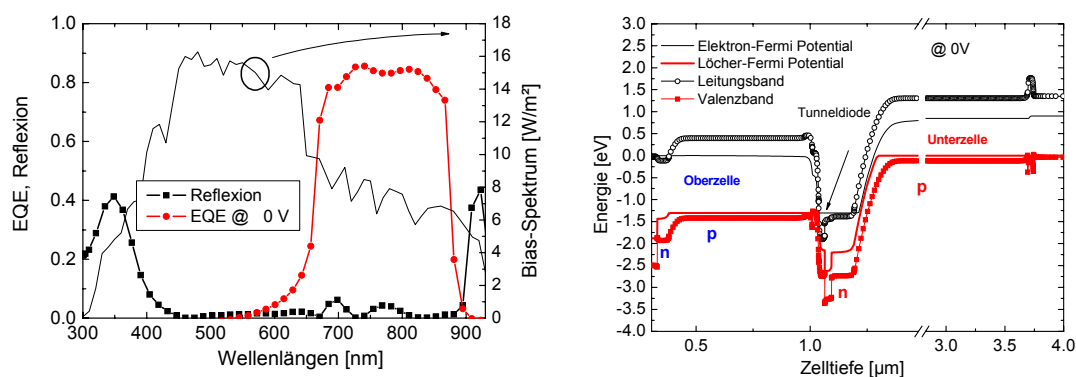


Abbildung 6.17: Reflexion und EQE der Unterzelle zusammen mit dem verwendeten Bias-Spektrum (linke Seite). Banddiagramm bei 0 V und Beleuchtung mit dem Bias-Spektrum (rechte Seite).

Das auf der rechten Seite von Abbildung 6.17 abgebildete Banddiagramm wurde bei einer Spannung der Tandemsolarzelle von 0 V und einer Beleuchtung mit dem gezeigten Bias-Spektrum berechnet. Betrachtet man den Bandverlauf der Unterzelle, so erkennt man wie schon in Abbildung 6.16, dass sich die Unterzelle nicht bei 0 V,

sondern bei ca. -1.3 V befindet. Dies zeigt, dass die simulierte Quanteneffizienz nicht die Quanteneffizienz der Unterzelle beim Spannungsnullpunkt ihrer lokalen Kennlinie ist, sondern bei einer negativen Spannung von ungefähr -1.3 V. Entsprechend der Definition der Quanteneffizienz muss sich die Zelle am Spannungsnullpunkt ihrer lokalen Kennlinie befinden. Daher muss bei der Simulation wie in der Messung [124], neben dem Spektrum der Bias-Beleuchtung auch die extern an die Tandemsolarzelle angelegte Spannung angepasst werden.

Um den Einfluss unterschiedlicher Bias-Spannungen auf die EQE aufzuzeigen, wurde bei der Berechnung der EQE der Oberzelle eine Variation der Bias-Spannung vorgenommen. Abbildung 6.18 zeigt das Banddiagramm der Oberzelle bei einer Biasspannung von 0 V und 1 V.

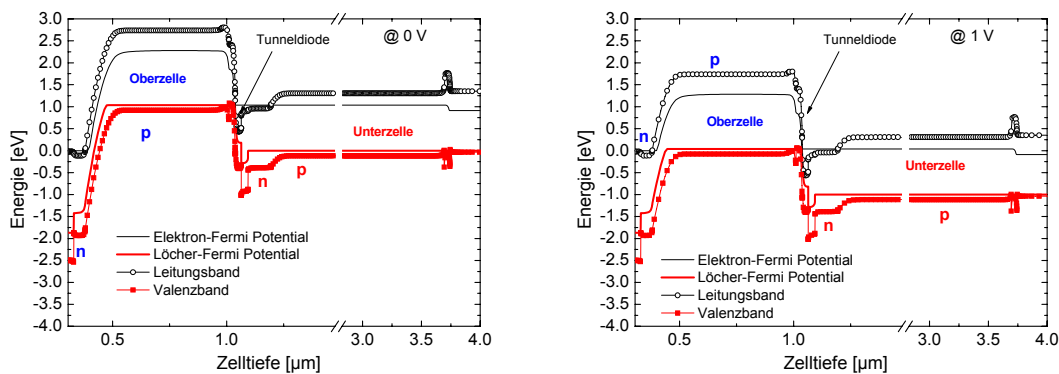


Abbildung 6.18: Banddiagramm der Tandemsolarzelle bei Beleuchtung mit dem Bias-Spektrum und 0 V Bias-Spannung (linke Seite) und 1 V Spannung (rechte Seite). Bei einer Bias-Spannung von 1 V ist die Spannungsdifferenz der Majoritäten Fermi-Potentiale auf der n - und p -Seite gleich Null, und die Unterzelle befindet sich damit an ihrer Kurzschlussspannung.

Bei beiden Banddiagrammen ist deutlich zu erkennen, dass die Oberzelle die strombegrenzende Zelle ist, und die Unterzelle sich nahe ihrer Offenklemspannung befindet. Die Spannungsdifferenz der Fermi-Potentiale der Majoritäten auf der n - und p -Seite der Oberzelle beträgt ca. 1 V. Legt man diese Spannung extern an die Zelle an, wird die Spannungsdifferenz der Majoritäten Fermi-Potentiale auf der n - und p -Seite der Oberzelle gleich Null, und die Oberzelle befindet sich damit an ihrer Kurzschlussspannung von 0 V. Für beide Bias-Spannungen wurden nun die Quanteneffizienzen bestimmt, welche in Abbildung 6.19 zusammen mit dem verwendeten Bias-Spektrum aufgetragen sind.

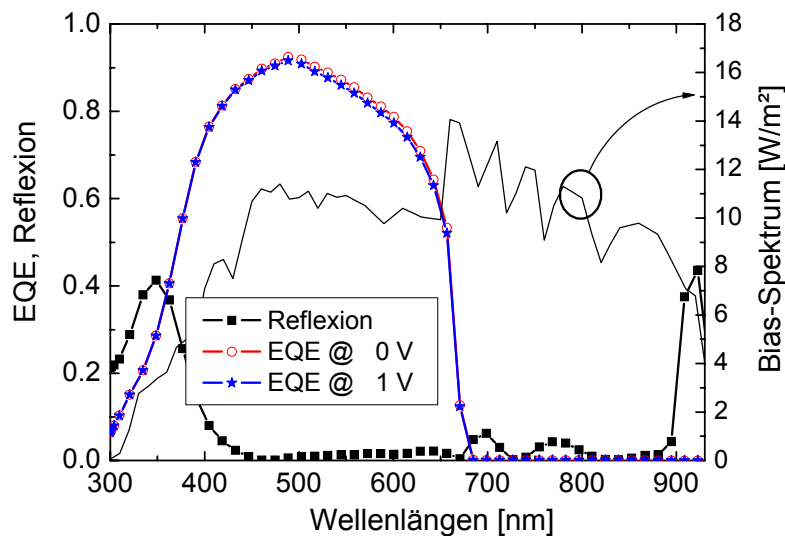


Abbildung 6.19: Reflexion und EQE der Oberzelle zusammen mit dem verwendeten Bias-Spektrum bei unterschiedlich angelegter Bias-Spannung. Die EQE bei 0 V und 1.0 V unterscheiden sich nur geringfügig.

Man erkennt deutlich, dass sich die EQE bei beiden Bias-Spannungen nur geringfügig unterscheiden. Dies deckt sich auch mit experimentellen Ergebnissen an Mehrfachsolarzellen. Der Grund hierfür ist, dass die Kurzschlussstromdichte um mehrere Größenordnungen größer ist, als die Dunkelsättigungsstromdichte in diesem Spannungsbereich. Daher ändert sich die Kurzschlussstromdichte, und damit die Quanteneffizienz in einem gewissen Spannungsbereich um 0 V herum kaum. Weist jedoch eine der Teilzellen einen Shunt auf, kann eine Variation der Bias-Spannungen zu starken Änderungen in der EQE führen, da je nach angelegter Spannung, unterschiedlich viel Strom über den Shunt abfließen kann, was wiederum zu einer Änderung der EQE führen kann. Dies tritt häufig bei Germanium Teilzellen auf, bei GaInP und GaAs hingegen sehr viel seltener [125].

6.5.3 Anwendung des Simulationsmodells zur Stromanpassung

Wie in Abschnitt 6.5.1 gezeigt, ist bei der untersuchten Tandemsolarzelle die Unterzelle die strombegrenzende Teilzelle. Das heißt, dass die Oberzelle einen Überschuss an Minoritätsladungsträgern aufweist, der nicht aus der Solarzelle entnommen werden kann, sondern rekombiniert. Um den gesamten Strom der Tandemsolarzelle zu erhöhen, muss also der Strom der Unterzelle erhöht werden. Dies kann durch Verringerung der Dicke der Oberzelle erreicht werden. Durch die Reduzierung der Oberzellendicke werden mehr Photonen durch die Oberzelle transmittiert, welche dann in der Unterzelle absorbiert werden, was wiederum zu einer Erhöhung der Kurzschlussstromdichte führt. Mit dem Simulationsmodell lässt sich nun sehr schnell die optimale Oberzellendicke bestimmen, bei der der Strom in der Ober- und Unterzelle gleich groß ist. Abbildung

6.20 zeigt die simulierte Kurzschlussstromdichte in Abhängigkeit der Basisdicke der Oberzelle. Alle anderen Schichten wurden nicht verändert und entsprechen den Werten in Tabelle 6.2.

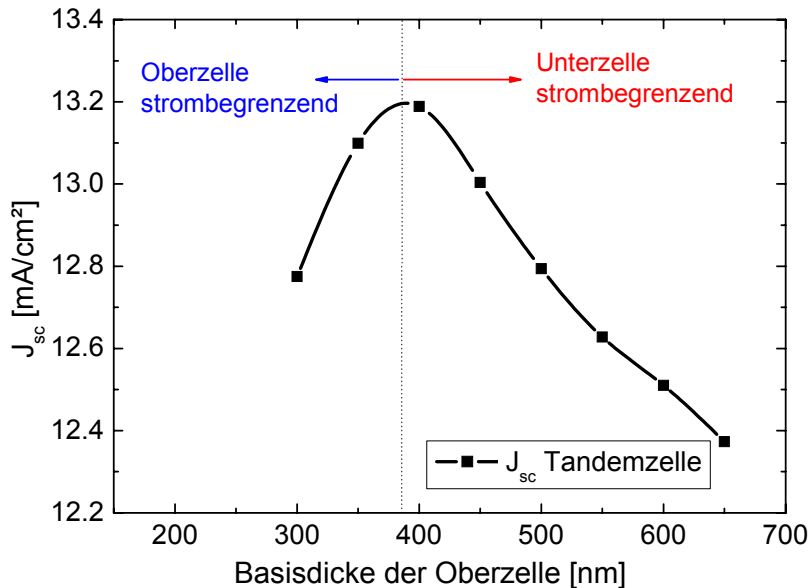


Abbildung 6.20: Stromanpassung der Tandemsolarzelle durch Reduzierung der Dicke der Oberzelle. Die Kurzschlussstromdichte zeigt ein Maximum bei einer Basisdicke der Oberzelle von ca. 400 nm. Für größere Basisdicken ist die Unterzelle strombegrenzend, für kleinere Basisdicken die Oberzelle.

Die Kurzschlussstromdichte in Abbildung 6.20 zeigt bei Variation der Basisdicke der Oberzelle ein deutliches Maximum bei einer Basisdicke von ca. 400 nm. Für Basisdicken oberhalb des Maximums ist die Unterzelle strombegrenzend, für Basisdicken unterhalb des Maximums die Oberzelle. Der Zugewinn an Kurzschlussstromdichte beträgt bei Reduzierung der Basisdicke der Oberzellen von 600 nm auf 400 nm 0.7 mA/cm^2 , was ca. 5.4% entspricht. Die externe Quanteneffizienz der stromangepassten Zelle zusammen mit der EQE der Originalzelle ist in Abbildung 6.21 zu sehen. Die Kurven mit offenen Symbolen entsprechen der Zelle mit 600 nm Basisdicke, die ausgefüllten der Zelle mit 400 nm Basisdicke. Deutlich zu erkennen ist der Abfall der EQE der Oberzelle und der gleichzeitige Anstieg der EQE der Unterzelle im Wellenlängenbereich zwischen 500 nm und 700 nm. Durch die Änderung der Oberzellendicke ändern sich auch die Interferenzmaxima der Tandemsolarzelle, was sich in der Änderung der Reflexion und der EQE der Unterzelle im Wellenlängenbereich oberhalb von 700 nm bemerkbar macht. An dieser Stelle sei auf die Notwendigkeit eines umfassenden numerischen Modells, welches neben den elektrischen auch die optischen Eigenschaften korrekt beschreibt, hingewiesen. Mit diesem umfassenden numerischen Modell ist es nun zum Beispiel auch möglich die optimale Zelldicken einer Tandemsolarzelle zu bestimmen, bei der die Quanteneffizienz einer Teilzelle nicht durch die Absorption, sondern durch die Diffusionslänge der Minoritäten bestimmt ist.

Bei solchen Zellen kann die Bestimmung der optimalen Zelldicken durch rein optische Berechnungen wie in [126] zu nicht optimalen Ergebnissen führen.

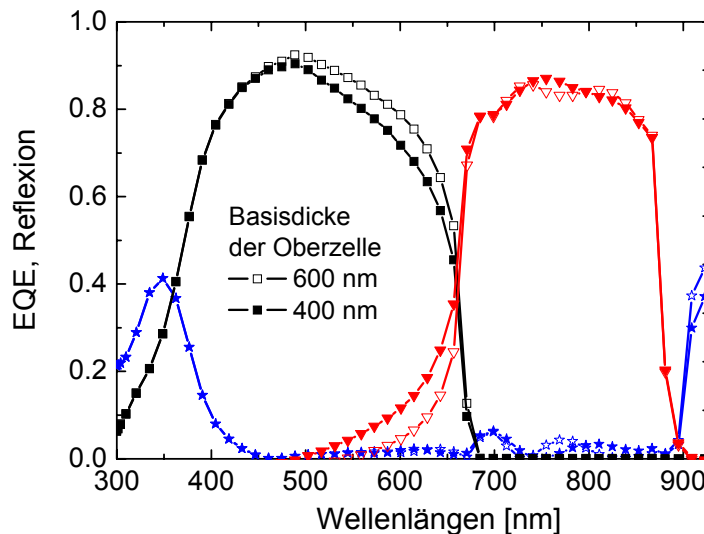


Abbildung 6.21: Berechnete externe Quanteneffizienz und Reflexion der Tandemsolarzelle bei unterschiedlichen Basisdicken der Oberzelle.

6.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die für die monolithische Serienschaltung von Mehrfachsolarzellen notwendigen Esaki-Tunnelnioden mithilfe numerischer Tunnelniodenmodelle untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass unter Verwendung eines nicht lokalen Band-zu-Band Tunnelmodells, der charakteristische Tunnelstrom sehr gut beschrieben werden kann. Die Verwendung von störstellenunterstütztem Tunneln führte im mittleren Spannungsbereich zu einer besseren Anpassung an die gemessenen IV-Kennlinie. Die Simulationen mit dem nicht lokalen Tunnelmodell haben gezeigt, dass eine hohe Dotierung und ein möglichst scharfes Dotierprofil der Tunnelniodenschichten für eine hohe Tunnelstromdichte von Vorteil sind. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass der Bandversatz zwischen Tunnelniodenschichten und Diffusionsbarrieren einen serienwiderstandsartigen Einfluss auf die IV-Kennlinie hat, der jedoch durch hohe Dotierung der Barriereschichten reduziert werden kann.

Die Simulation einer Tandemsolarzelle mit Tunnelnioden hat gezeigt, dass das nicht lokale Tunnelmodell auch das Verhalten einer Tunnelnioden innerhalb einer Mehrfachsolarzelle unter Beleuchtung sehr gut beschreibt. Für die Bestimmung der Quanteneffizienz wurde ein Verfahren analog der experimentellen Methode implementiert, welches die Untersuchung des Einflusses der Bias-Beleuchtung und der Bias-Spannung erlaubt.

Mit dem implementierten Simulationsmodell der Tandemsolarzelle wurde abschließend noch die optimale Oberzelldicke berechnet, die zur maximalen Kurzschlussstromdichte der Tandemsolarzelle führt.

7 Optimierung von III-V-Weltraumsolarzellen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Entwicklung einer strahlungsstabilen Dreifachsolarzelle für die Weltraum-anwendung mitgearbeitet. Da die GaInAs-Mittelzelle durch die Elektronen- und Protonenstrahlung im Weltraum am stärksten degradiert, wurde ein vereinfachtes Solarzellenmodell einer optisch gefilterten Mittelzelle verwendet, welches eine schnelle Analyse und Optimierung der Mittelzelle ermöglicht. Anhand numerischer Simulationen wurde der Einfluss der Zelldicke, der Dotierung und eines Halbleiterspiegels untersucht. Durch die Implementierung eines Dotiergradienten und die Optimierung der Dicke und Dotierung der Basis sowie des Emitters, konnte der Restfaktor der Kurzschlussstromdichte von 0.8 auf 0.94 erhöht werden. Mit Hilfe einer Sensibilitätsanalyse der optimierten Zellstruktur konnte gezeigt werden, dass sich die optimierte Struktur in einem stabilen Maximum befindet.

7.1 Degradation im Weltraum

Wie jedes elektronische Bauteil können auch Solarmodule durch unterschiedliche Einflüsse degradieren. Auf der Erde kann sich der Wirkungsgrad eines Solarmoduls wegen der Degradation der Verkapselung durch UV-Strahlung und wegen Korrosion der Kontakte aufgrund von Temperatur- und Feuchtigkeitseinflüssen, verringern [127]. Die Solarzellen an sich, welche sich innerhalb des Moduls befinden, weisen bei der Anwendung auf der Erde nahezu keine Degradation auf.

Für Solarzellen die im Weltraum angewendet werden, kommt es neben den mechanischen und temperaturbedingten Belastungen der Module zu einem Degradationsmechanismus, der sich negativ auf den Wirkungsgrad der Solarzelle auswirkt. Hochenergetische Partikelstrahlung, wie Elektronen- und Protonenstrahlung, die zumeist aus Sonnenwinden und Sonneneruptionen herrührt, wechselwirkt beim Durchdringen von Halbleitern mit den Atomen des Halbleitermaterials. Abhängig von der Energie der Teilchen führt diese Wechselwirkung zu Versetzungen im Kristallgitter.

Die dadurch erzeugten Punktdefekte führen je nach Material zu einer Reduktion der Minoritätsladungsträgerlebensdauer und damit zur Degradation der Solarzelle [128].

Die hochenergetischen, geladenen Partikel werden im Magnetfeld der Erde eingefangen und innerhalb von Strahlungsgürteln gesammelt. Partikelstrahlung hat somit für Solarzellen auf der Erde keinen Einfluss, ist für Solarzellen im Weltraum hingegen von enormer Bedeutung. Die Energie der in den Strahlungsgürteln eingefangenen Protonen liegt im Bereich von 100 keV bis zu einigen hundert MeV, während die eingefangenen Elektronen Energien zwischen 10 keV und 10 MeV aufweisen. Da die Degradation der Minoritätsladungsträgerlebensdauer einen starken Einfluss auf die für den Satelliten zur Verfügung stehende elektrische Leistung und somit auf seine Lebensdauer hat, ist für Solarzellen im Weltraum nicht nur ein hoher Wirkungsgrad zu Beginn einer Mission (BOL, begin-of-life), sondern auch die Strahlungsstabilität und damit der Wirkungsgrad am Ende einer Mission (EOL, end-of-life) von entscheidender Bedeutung. Eine wichtige Größe ist hierbei der Restfaktor, der das Verhältnis von EOL- zu BOL-Kennliniendaten angibt. Im Allgemeinen wird als EOL das Ende einer Mission bezeichnet, womit aber der EOL-Wirkungsgrad abhängig von der Partikelstrahlung auf einer bestimmten Mission ist. Um verschiedene Solarzellen miteinander vergleichen zu können, wird der EOL-Wirkungsgrad auch als ein Wert definiert, den eine Solarzelle nach einer Bestrahlung mit 1 MeV Elektronen und einem Teilchenfluss von 10^{15} cm^{-2} liefert. Diese Bestrahlung entspricht, abhängig vom Halbleitermaterial, ca. 15 Jahren im geostationären Orbit (GEO) [129]. Die im Folgenden untersuchten Solarzellen wurden genau auf diesen Äquivalenzfluss hin optimiert.

7.2 Optimierung der Mittelzelle

Der Ausgangspunkt für die Optimierung einer Struktur mit höherem EOL-Wirkungsgrad ist in Abbildung 7.1 abgebildet, wobei nur die Schichten der Ober- und Mittelzelle gezeigt sind. Die Mittelzelle weist eine typische Struktur mit dünnem, hochdotierten Emitter und einer relativ dicken, niedriger dotierten Basis auf. Eine solche Dreifachsolarzellenstruktur hat einen sehr hohen Restfaktor der Offenklemspannung von $R(V_{oc}) = 0.94$. Der Restfaktor der Kurzschlussstromdichte beträgt hingegen nur $R(J_{sc}) = 0.86$ (siehe Dissertation C.Baur [67] S.87).

		Schichtdicke [nm]	Dotierung [cm^{-3}]
Oberzelle	n-AlInP Fenster	30 nm	1.5×10^{18}
	n-GaInP Emitter	50 nm	1.0×10^{18}
	i-GaInP	5 nm	i
	p-GaInP Basis	545 nm	1.5×10^{17}
	p-AlGaInP-BSF	30 nm	9.0×10^{17}
	Tunnelodiode		
Mittelzelle	n-GaInP Fenster	30 nm	2.3×10^{18}
	n-GaInAs Emitter	200 nm	1.0×10^{18}
	i-GaInAs	5 nm	i
	p-GaInAs Basis	2900 nm	2.5×10^{17}
	p-GaInP BSF	50 nm	1.3×10^{18}

Abbildung 7.1: Vereinfachte Struktur der oberen beiden Teilzellen der GaInP/GaInAs/Ge Dreifachsolarzelle 1584-trip. Die Schichtdicken und Dotierungen der Schichten sind auf der rechten Seite aufgelistet.

Abbildung 7.2 zeigt die Quanteneffizienz der Zelle 1584-trip vor und nach Bestrahlung mit dem Äquivalenzfluss 10^{15} cm^{-2} 1 MeV Elektronen. Man erkennt deutlich, dass die GaInP-Oberzelle nur geringfügig und die Ge-Unterzelle nahezu gar nicht degradiert. Die GaInAs-Mittelzelle hingegen weist eine starke Degradation auf, wodurch sie bei EOL die stromlimitierende Teilzelle ist und somit den Strom und damit den Wirkungsgrad der gesamten Dreifachsolarzelle beschränkt.

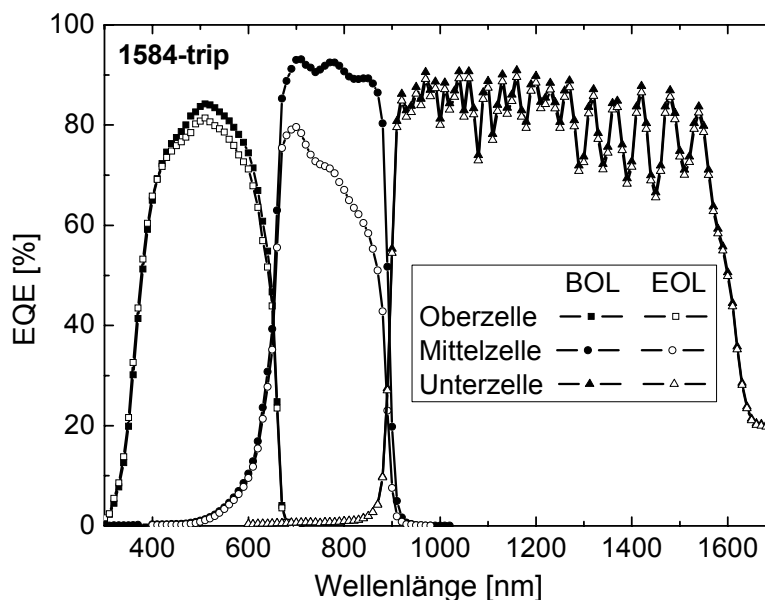


Abbildung 7.2: Externe Quanteneffizienz der in Abbildung 7.1 gezeigten Dreifachsolarzelle vor (BOL) und nach (EOL) Bestrahlung mit $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 1 MeV Elektronen. Deutlich zu erkennen ist die Verringerung der Quanteneffizienz der Ober- und Mittelzelle nach Bestrahlung, wobei die Mittelzelle einen deutlich stärkeren Einbruch als die Oberzelle zeigt.

Der Restfaktor des aus den Quanteneffizienzen der Mittelzelle bestimmten Photostroms beträgt lediglich $R(J_{\text{photo,mid}}) = 0.76$. Dass der Restfaktor der Mittelzelle kleiner ist als der Restfaktor der Dreifachsolarzelle ($R(J_{\text{photo,mid}}) < R(J_{\text{sc}})$) ist darauf zurückzuführen, dass bei BOL die Oberzelle den Strom limitiert, bei EOL hingegen die Mittelzelle. Um den optimalen EOL-Wirkungsgrad der Dreifachsolarzelle zu erreichen, müssen die Teilzellen bei EOL stromangepasst sein. Dies lässt sich zum einen durch eine höhere Teiltransparenz der Oberzelle erreichen (siehe Abschnitt 6.5.3), was jedoch zu einer Verringerung des BOL-Wirkungsgrades führt, oder zum anderen durch eine Erhöhung der EOL-Kurzschlussstromdichte der Mittelzelle.

Dies zeigt, dass zur Erhöhung der Strahlungsstabilität der Dreifachsolarzelle die Strahlungsstabilität der Mittelzelle, insbesondere der Kurzschlussstromdichte, erhöht werden muss. Daher wird in den folgenden Abschnitten die Mittelzelle durch diverse Änderungen in der Schichtstruktur optimiert. Die Optimierung der Mittelzelle wurde in Zusammenarbeit mit weiteren Dissertationen am Fraunhofer ISE erreicht. So wurden die hier vorgestellten Simulationsergebnisse der einzelnen Optimierungsschritte in der Dissertation von M. Meusel [130] experimentell hergestellt und charakterisiert. Die umfangreiche Charakterisierung der entwickelten Zellen wurde im Rahmen der Dissertation von C. Baur [67] durchgeführt. Das verwendete Simulationsmodell wurde erstmals in Referenz [9] implementiert und in dieser Arbeit erweitert.

7.2.1 Verwendetes Simulationsmodell

In Abbildung 7.3 ist die Struktur der untersuchten Dreifachsolarzelle gezeigt. Zur Berechnung der optischen Eigenschaften und somit der Generationsfunktion, wurden alle Schichten ober- und unterhalb der GaInAs-Mittelzelle mitberücksichtigt. Für die elektrische Simulation der Mittelzelle wurden die Oberzelle, die Tunnelioden und die Unterzelle vernachlässigt (siehe Abbildung 7.3). Dazu wurden oberhalb des Fensters und unterhalb des BSFs ganzflächige virtuelle und optisch transparente elektrische Kontakte verwendet. Dieses vereinfachte Simulationsmodell der Mittelzelle erlaubt eine schnelle Optimierung der Schichtstruktur. Die reale Mittelzelle ist gitterangepasst an die Ge-Unterzelle gewachsen. Damit beträgt der In-Anteil der GaInAs-Schicht ca. 1%. Da es nur sehr wenige Materialdaten für GaInAs gibt, wurde der In-Anteil in der Rechnung vernachlässigt, sodass die Materialdaten von GaAs verwendet werden konnten. Die einzige Ausnahme bilden hierbei die Absorptionsdaten zur Berechnung der optischen Generationsfunktion, bei denen die Daten für $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ verwendet wurden. Die Verwendung dieser Materialdatenkombination führt dazu, dass die Quanteneffizienz, und damit der Strom, richtig berechnet wird. Durch die größere Bandlücke von GaAs wird die Spannung hingegen um etwa 10-20 mV unterschätzt. Der Fehler bzgl. der unterschiedlichen Mobilitäten und Zustandsdichten ist wegen des geringen In-Anteils vernachlässigbar.

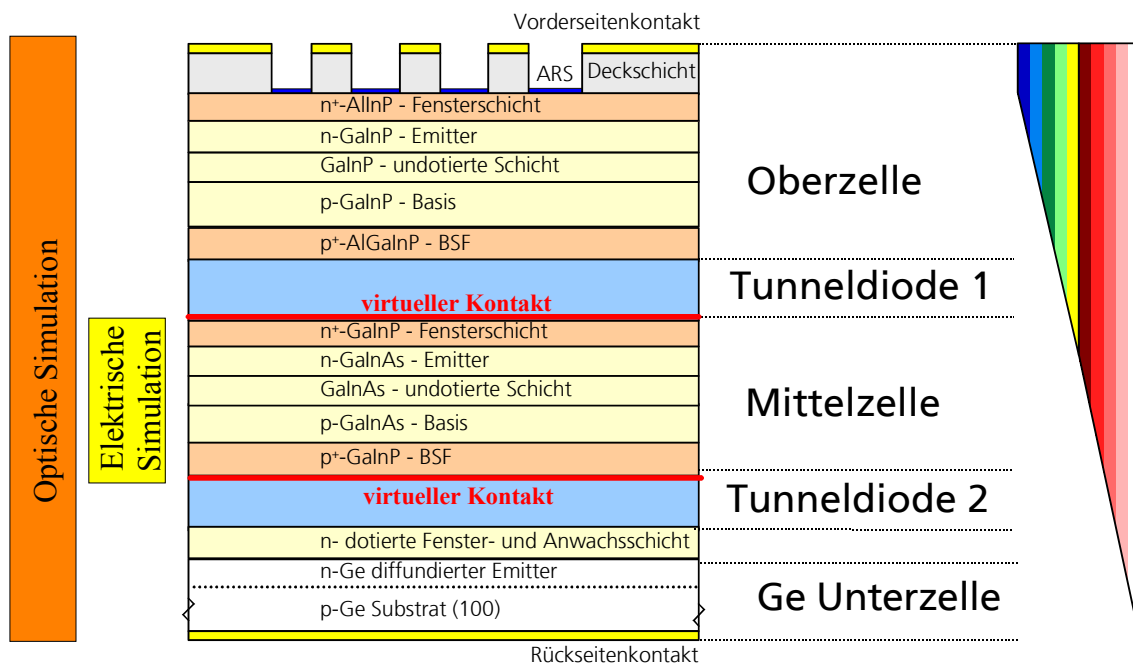


Abbildung 7.3: Skizze des Simulationsmodells für die Solarzellensimulation der Mittelzelle. Für die Berechnung der optischen Eigenschaften, insbesondere der Generationsfunktion, wurde die gesamte Zellstruktur der Dreifachszelle verwendet. Für die elektrischen Halbleitersimulationen wurden nur die Schichten der Mittelzelle modelliert, und ganzflächige virtuelle Kontakte ober- und unterhalb der Mittelzelle angebracht.

Ein entscheidender Materialparameter bei der Optimierung des EOL-Wirkungsgrades ist die EOL-SRH-Lebensdauer des GaInAs-Emitters und der GaInAs-Basis. Zur Bestimmung dieser Lebensdauer wurden in [130] GaInP/GaInAs/GaInP Doppelheterostrukturen gewachsen und mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz vermessen. Für p -dotierte Strukturen ergab sich eine effektive Lebensdauer von 160 ps und für n -dotierte Strukturen 420 ps, wobei diese Lebensdauern unabhängig von der Dotierung und dem V/III-Verhältnis der Strukturen sind [130]. Da bei den Doppelheterostrukturen keine Dickenvariation der Absorberschicht vorgenommen wurde, gibt es keine Aussage bzgl. des Degradationsverhaltens der GaInP/GaInAs-Grenzflächen. Dem Autor sind auch keine Veröffentlichungen bekannt, die diesen Aspekt untersuchten. Daher wurden für die EOL-Simulationen an den GaInP/GaInAs-Grenzflächen eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von 700 cm/s [10] und eine SRH-Lebensdauer von 160 ps bzw. 420 ps verwendet. Die SRH-Lebensdauer für die BOL-Simulationen betragen 8 ns bzw. 50 ns.

Für die Mobilitätsdaten wurde das Modell von Sotoodeh [131] verwendet. Es wurde dabei angenommen, dass die höhere Defektdichte durch die Partikelstrahlung die Mobilität in erster Näherung nicht beeinflusst. Die Degradation durch Partikelstrahlung geht somit ausschließlich über eine verringerte SRH-Lebensdauer im Emitter und der Basis in die Rechnungen ein. Bei allen Rechnungen wurde das AM0-Spektrum [20] verwendet.

7.2.2 Reduzierung der Zelldicke und Verwendung eines Halbleiterspiegels

Wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist, nimmt die Quanteneffizienz der Mittelzelle in Richtung der Bandkante stark ab. Dies zeigt, dass Ladungsträger die im hinteren Bereich der Basis generiert werden, nur zu einem geringen Teil zum Strom beitragen. Berechnet man die Diffusionslänge der Elektronen in der Basis, so zeigt sich, dass diese nach Bestrahlung nur $1.24 \mu\text{m}$ beträgt. Daran erkennt man, dass die Basis der Mittelzelle für die EOL-Diffusionslänge zu dick ist. Eine Reduktion der Dicke führt zu einer Verringerung der Dunkelsättigungsstromdichte und damit zu einem Anstieg der Offenklemspannung und zum anderen zu einer Erhöhung der effektiven Diffusionslänge, was wiederum zu einer Erhöhung der Einsammelwahrscheinlichkeit führt. Da die Kurzschlussstromdichte von der Einsammelwahrscheinlichkeit und der Absorption abhängt, besteht die Möglichkeit, die Absorption, wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, durch Einbau eines Halbleiterspiegels (HLS) zu erhöhen. Abbildung 7.4 zeigt die simulierten Hellkennlinienparameter als Funktion der Basisdicke der Mittelzelle für Zellen mit und ohne HLS.

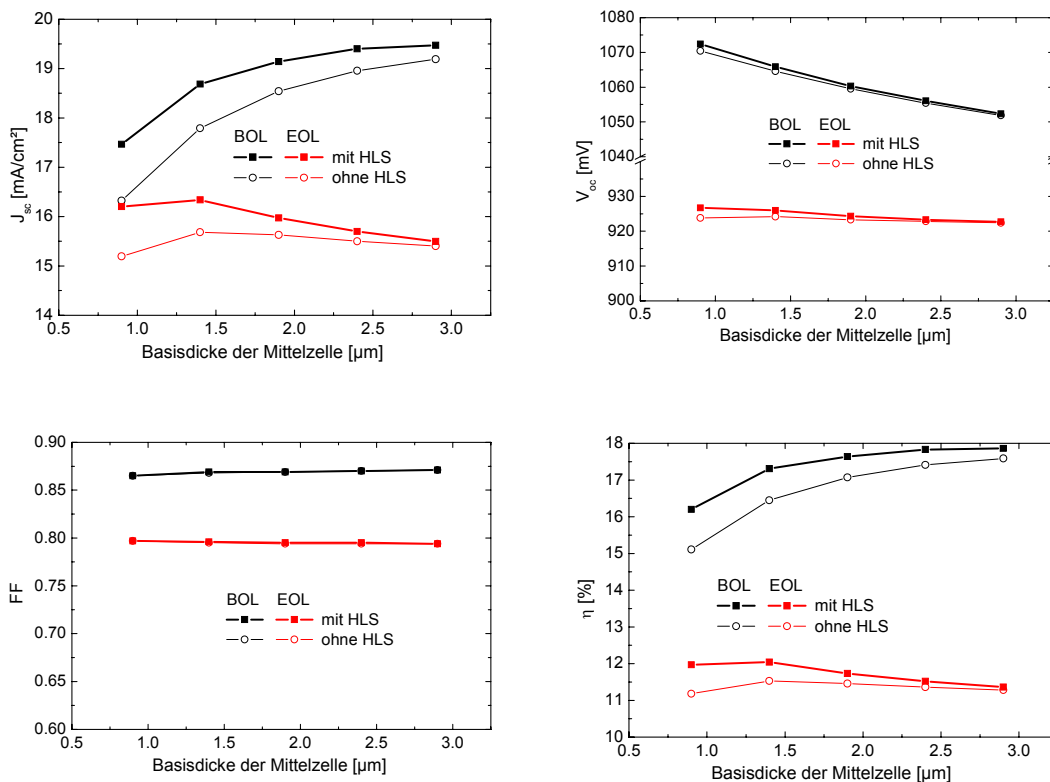


Abbildung 7.4: Hellkennlinienparameter der Mittelzelle als Funktion der Basisdicke der Mittelzelle. Gezeigt sind die Simulationsergebnisse für BOL und EOL einer Mittelzelle mit und ohne HLS. Da der Füllfaktor nahezu unabhängig von der Basisdicke ist, zeigen beide Zellen bei EOL ein Wirkungsgradmaximum, welches durch das Maximum der Kurzschlussstromdichte bestimmt ist, bei einer Basisdicke von $1.4 \mu\text{m}$.

Die numerischen Simulationen spiegeln den oben beschriebenen erwarteten Verlauf wieder. Bei den BOL-Zellen verringert sich die Kurzschlussstromdichte mit dünnerer Basis durch die geringere Absorption, wobei diese Verringerung zum Teil durch den HLS reduziert wird. Bei den EOL-Zellen führt die Reduzierung der Basisdicke durch die Erhöhung der effektiven Diffusionslänge zuerst zu einem leichten Anstieg der Kurzschlussstromdichte. Dieser Anstieg wird durch den HLS noch einmal verstärkt. Wird die Basis zu dünn, führt auch EOL die geringe Absorption zu einem Abfall von J_{sc} , der bei der Zelle mit HLS nur sehr schwach ausfällt.

Die Offenklemspannung steigt, wie zu erwarten war, mit abnehmender Zelldicke bei BOL und EOL an. Der Anstieg ist jedoch bei den BOL-Simulationen ($\tau_e = 8$ ns) deutlich stärker, als bei den EOL-Simulationen ($\tau_e = 160$ ps). Dieser unterschiedliche Anstieg beruht auf dem unterschiedlichen Verhältnis zwischen Basisdicke und Diffusionslänge bei BOL und EOL. Die Offenklemspannung steigt durch eine Verringerung der Dunkelsättigungsstromdichte, welche durch den Geometriefaktor in Gleichung (2.44) mit der Basisdicke verbunden ist. Ist die normierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten kleiner als eins, verringert sich der Geometriefaktor, und damit J_{0b} , mit der Zelldicke. Ist er größer als eins, erhöht er sich. Abbildung 7.5 zeigt den Geometriefaktor als Funktion des Quotienten Basisdicke/ L_e für verschiedene normierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $s = SL_e/D_e$.

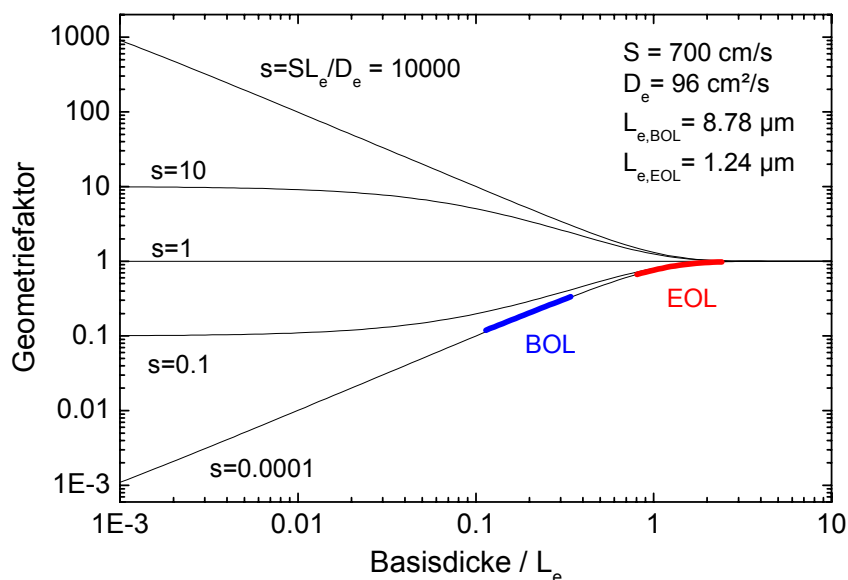


Abbildung 7.5: Geometriefaktor als Funktion von Basisdicke/ L_e für verschiedene normierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $s = SL_e/D_e$. Man erkennt, dass sowohl bei EOL wie auch bei BOL eine Reduzierung der Basisdicke von 3 auf 1 μm zu einer Reduzierung des Geometriefaktors und damit der Dunkelsättigungsstromdichte führt.

Man erkennt, dass sowohl bei EOL (rote Linie) wie auch bei BOL (blaue Linie) eine Reduzierung der Basisdicke von 3 auf 1 μm zu einer Reduzierung des Geometriefaktors

und damit der Dunkelsättigungsstromdichte führt. Allerdings befindet sich die Zelle bei BOL aufgrund der größeren Diffusionslänge in einem steileren Bereich als bei EOL. Dies zeigt, dass nicht die Diffusionslänge, sondern das Verhältnis von Basisdicke zu Diffusionslänge entscheidend für das Verhalten des Geometriefaktors ist.

Da der Füllfaktor nahezu unabhängig von der Basisdicke ist, ergibt sich für die EOL-Zellen ein Wirkungsgradmaximum, welches durch das Maximum der Kurzschlussstromdichte bestimmt ist, bei einer Basisdicke von $1.4 \mu\text{m}$. Diese Basisdicke, zusammen mit dem HLS, wurde im Folgenden für die Optimierung der Emitterdicke und Emitterdotierung verwendet.

7.2.3 Optimierung der Basisdotierung sowie Dicke und Dotierung des Emitters

Zur Optimierung der Emitterdicke und Emitterdotierung wurden für verschiedene Basisdotierungen Simulationsrechnungen mit den EOL-SRH-Lebensdauern durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 7.6 und Abbildung 7.7 aufgetragen.

Abbildung 7.6 zeigt die simulierte Kurzschlussstromdichte (linke Spalte) und Offenklemspannung (rechte Spalte) der Mittelzelle als Funktion der Dicke und Dotierung des Emitters. Die Basisdotierungen betragen 10^{16}cm^{-3} , 10^{17}cm^{-3} und 10^{18}cm^{-3} .

Betrachtet man die Kurzschlussstromdichte, so zeigt sich, dass sich für alle Basisdotierungen ein Maximum bei großer Emitterdicke und geringer Emitterdotierung ergibt. Die Dotierabhängigkeit lässt sich durch die ansteigende Diffusionslänge bei geringerer Dotierung erklären. Dass die Kurzschlussstromdichte mit steigender Emitterdicke zunimmt, beruht auf der Tatsache, dass ein größerer Anteil der Absorption im Emitter stattfindet, das heißt, dass es zu einer „Umschichtung“ der Absorption von der Basis in den Emitter kommt. Da der Emitter eine höhere EOL-Minoritätsladungsträgerlebensdauer aufweist führt dies zu einer Erhöhung der Kurzschlussstromdichte.

Die Offenklemspannung hingegen zeigt ein gegensätzliches Verhalten. Je höher die Dotierung im Emitter und in der Basis, desto höher ist auch die Offenklemspannung. Dies rührt von dem inversen Zusammenhang zwischen Dunkelsättigungsstromdichte J_0 und der Dotierung her (siehe auch Gleichung (2.44)). Bei sehr kleiner Basisdotierung ist V_{oc} nahezu unabhängig von der Dicke und der Dotierung des Emitters, was bedeutet, dass $J_{0B} \gg J_{0E}$ ist. Bei sehr hoher Basisdotierung hingegen ist V_{oc} hauptsächlich durch die Dotierung des Emitters bestimmt ($J_{0E} \gg J_{0B}$).

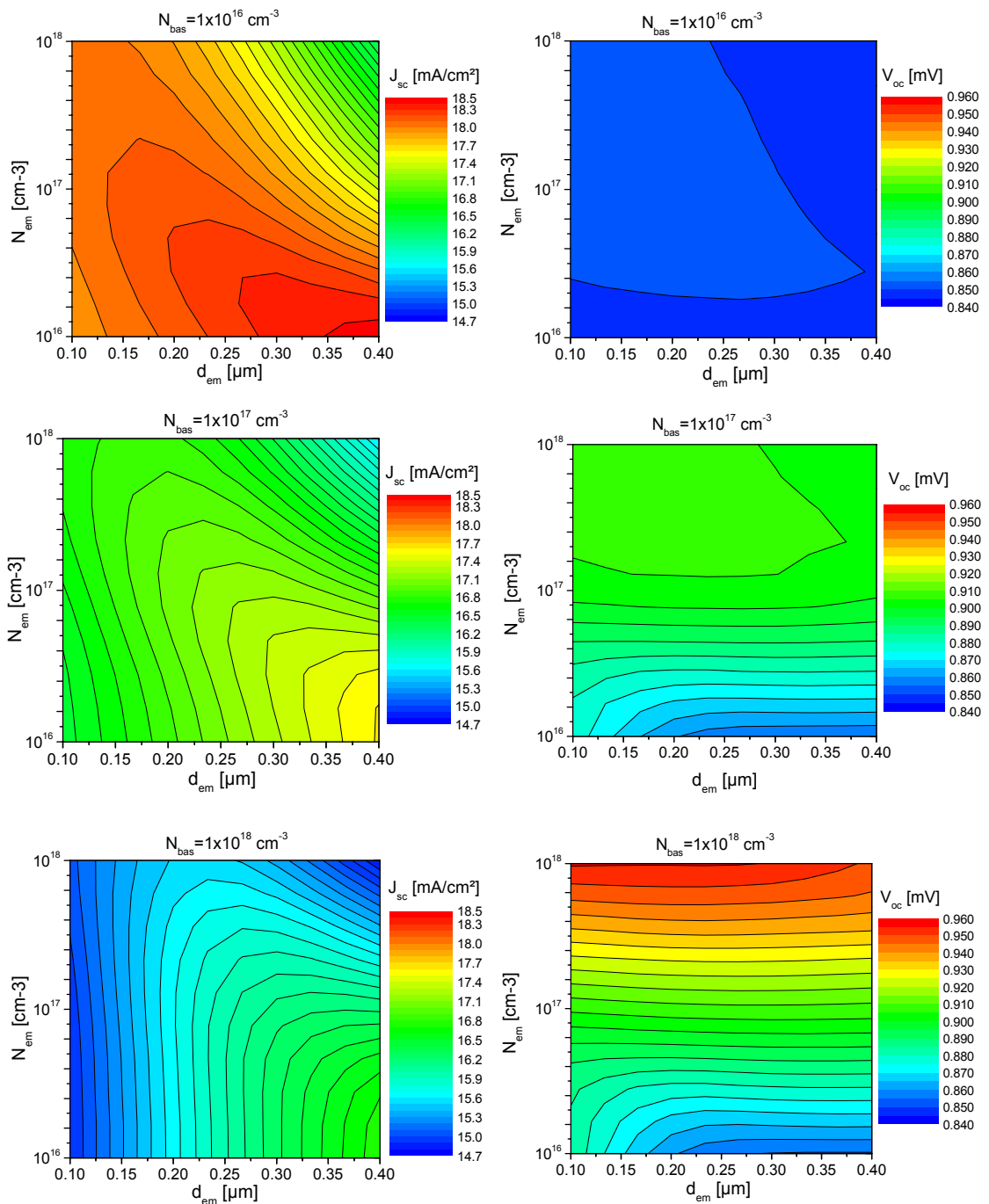


Abbildung 7.6: Kurzschlussstromdichte (linke Spalte) und Offenklemspannung (rechte Spalte) der Mittelzelle als Funktion der Dicke und Dotierung des Emitters bei Verwendung der EOL-SRH-Lebensdauern. Die Basisdotierung beträgt 10^{16} cm^{-3} , 10^{17} cm^{-3} und 10^{18} cm^{-3} (von oben nach unten). Je geringer die Dotierung im Emmitter und in der Basis, desto höher die Kurzschlussstromdichte. Bei der Offenklemspannung ist dieser Zusammenhang gerade umgekehrt.

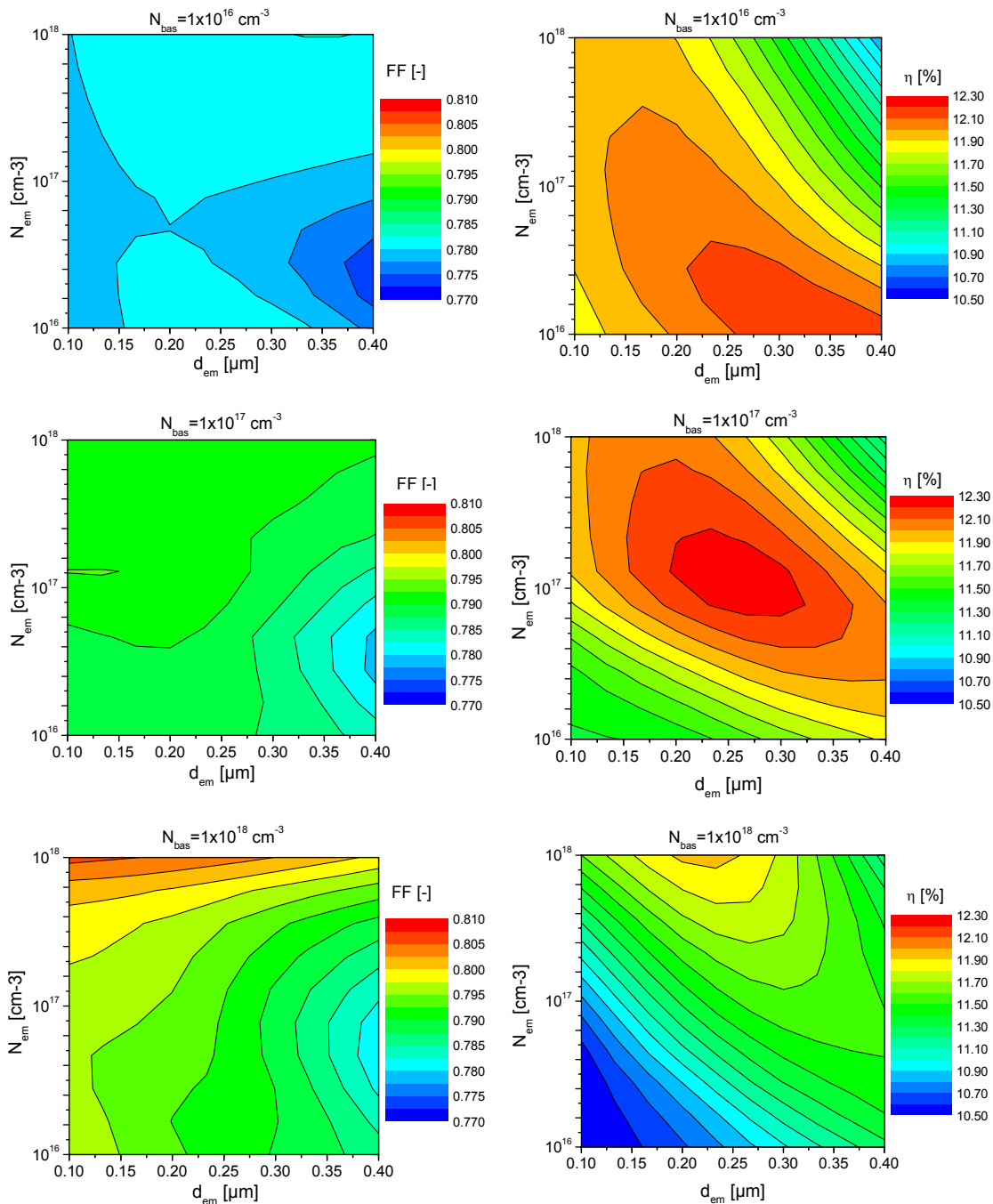


Abbildung 7.7: Füllfaktor (linke Spalte) und Wirkungsgrad (rechte Spalte) der Mittelzelle als Funktion der Dicke und Dotierung des Emitters bei Verwendung der EOL-SRH-Lebensdauern. Die Basisdotierung beträgt 10^{16} cm^{-3} , 10^{17} cm^{-3} und 10^{18} cm^{-3} (von oben nach unten). Der Füllfaktor ist nur sehr geringfügig von der Dicke und der Dotierung des Emitters beeinflusst. Der Wirkungsgrad (AM0-Spektrum) setzt sich hauptsächlich aus dem unterschiedlichen Verhalten der Kurzschlussstromdichte und der Offenklemmspannung zusammen und zeigt ein Optimum, dessen Position von der Basisdotierung abhängt.

Da die virtuellen Kontakte in der Simulation ganzflächig oberhalb des Fensters und unterhalb des BSFs angebracht sind, kommt es nur zu vertikalen Stromflüssen in der Zelle. Der Füllfaktor in Abbildung 7.7 ist somit hauptsächlich durch die Höhe der Offenklemmspannung sowie dem vertikalen Widerstand bestimmt. Deshalb ist der Füllfaktor umso größer, je größer die Basisdotierung ist.

Für den Wirkungsgrad der Mittelzelle ergibt sich daher durch das unterschiedliche Verhalten der Offenklemmspannung und der Kurzschlussstromdichte für jede Basisdotierung ein anderes Optimum der Dotierung und Dicke des Emitters. Tabelle 7.1 zeigt die optimale Dotierung und Dicke des Emitters für verschiedene Basisdotierungen. Es ist deutlich zu erkennen, dass für Basisdotierungen zwischen $2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ das Wirkungsgradoptimum der Zelle nahezu den gleichen Wert hat. Somit lässt sich durch die Wahl der Basisdotierung eine Mittelzelle mit höherer Offenklemmspannung bzw. höhere Kurzschlussstromdichte bei gleichem EOL-Wirkungsgrad erreichen.

Tabelle 7.1: Optimale EOL-Zellkonfigurationen bei optimierter Emitterdicke und Emitterdotierung.

Zelle	Dotierung Basis [cm^{-3}]	Dicke Emmitter [μm]	Dotierung Emmitter [cm^{-3}]	J_{sc} [mA/cm^2]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
(a)	$1.0 \cdot 10^{16}$	0.4	$1.0 \cdot 10^{16}$	18.46	847.4	77.7	12.15
(b)	$2.2 \cdot 10^{16}$	0.3	$2.2 \cdot 10^{16}$	18.03	866.8	78.3	12.24
(c)	$4.6 \cdot 10^{16}$	0.3	$4.6 \cdot 10^{16}$	17.65	885.4	78.6	12.27
(d)	$1.0 \cdot 10^{17}$	0.3	$1.0 \cdot 10^{17}$	17.18	903.5	78.9	12.24
(e)	$2.2 \cdot 10^{17}$	0.2	$2.2 \cdot 10^{17}$	16.59	921.1	79.6	12.15
(f)	$4.6 \cdot 10^{17}$	0.2	$4.6 \cdot 10^{17}$	16.08	938.3	80.0	12.07
(g)	$1.0 \cdot 10^{18}$	0.2	$1.0 \cdot 10^{18}$	15.51	955.4	80.5	11.92

7.2.4 Implementierung eines Dotiergradienten

Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung des Wirkungsgrades bei EOL-Zellen ist die Implementierung eines Dotiergradienten in der Basis [132]. Durch den Anstieg der Dotierung in Richtung des BSFs, bildet sich ein elektrisches Feld über die Basis aus, das zu einem stärkeren Gradienten des Quasi-Fermi-Potentials der Minoritäten in Richtung des pn -Überganges führt. Bei sehr kleinen Diffusionslängen erhöht dieser stärkere Gradient die Einsammelwahrscheinlichkeit und damit die Kurzschlussstromdichte. Da vor allem die Minoritäten im hinteren Bereich der Basis von diesem stärkeren Gradienten profitieren, ist es sinnvoll, die Basisdotierung zuerst konstant niedrig zu halten und den Dotiergradienten erst im hinteren Teil der Basis zu platzieren. Um die optimale Länge der konstant gehaltenen Stufe zu ermitteln, wurden für die Zellkonfigurationen (b), (c) und (d) aus Tabelle 7.1 die Hellkennlinienparameter als

Funktion dieser Stufenlänge berechnet. Die maximale Dotierkonzentration des Gradienten betrug $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Das Ergebnis dieser Simulationen ist in Abbildung 7.8 gezeigt. Zum Vergleich sind noch die Werte der Zellen ohne Dotiergradient eingezeichnet.

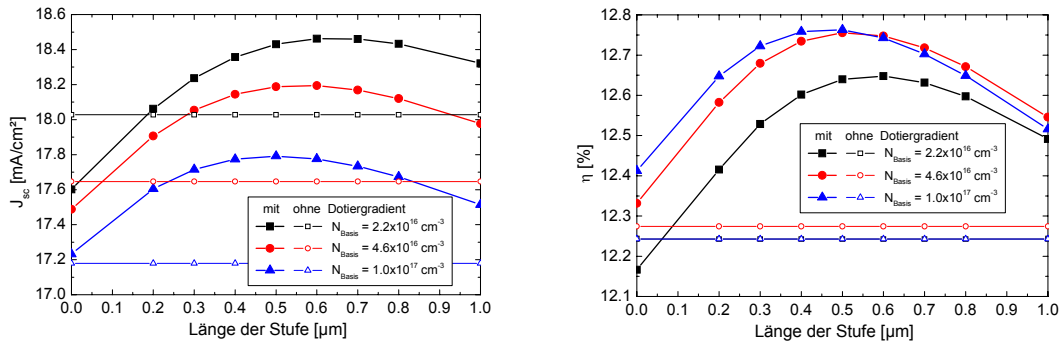


Abbildung 7.8: Einfluss eines Dotiergradienten auf die Kurzschlussstromdichte und den Wirkungsgrad der Mittelzelle für die Zellkonfigurationen (b), (c) und (d) aus Tabelle 7.1 Das Wirkungsgradmaximum der Zellen mit Dotiergradient liegt bei einer Stufenlänge von $0.4 - 0.6 \mu\text{m}$.

Man erkennt in Abbildung 7.8, dass der Einfluss des Dotiergradienten auf die Kurzschlussstromdichte von der Basisdotierung, also der Dotierung in der Stufe abhängt. Ist die Basisdotierung sehr gering ($2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), so reduziert ein Dotiergradient, der direkt am pn -Übergang beginnt, die Kurzschlussstromdichte. Das bedeutet, dass der positive Einfluss des elektrischen Feldes geringer ist, als die kürzere Diffusionslänge, die sich durch die höhere Dotierung und damit der geringeren Mobilität ergibt. Erst wenn der Dotiergradient tiefer in der Basis beginnt, wirkt er sich positiv auf die Kurzschlussstromdichte aus. Bei höherer Basisdotierung ($1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) wirkt sich der Dotiergradient bereits ohne konstante Stufe positiv auf die Kurzschlussstromdichte aus. Ist die konstante Stufe zu lang, verringert sich die Kurzschlussstromdichte wieder, da der Anstieg im Gradienten des Fermi-Potentials nicht ausreicht, um die Minoritäten nahe genug an den pn -Übergang zu bringen. Da der Füllfaktor und die Offenklemspannung nahezu nicht von dem Dotiergradienten abhängen, ist der Verlauf des Wirkungsgrades von der Kurzschlussstromdichte abhängig. Die Position des Wirkungsgradmaximums ist abhängig von der Basisdotierung und ist im Bereich einer Stufenlänge zwischen 0.4 und $0.6 \mu\text{m}$.

7.2.5 Optimiertes Mittelzellendesign

Nachdem mit dem Dotiergradienten die Struktur stark verändert wurde, wurde noch einmal eine Optimierung der Dotierungen und Dicken vorgenommen. Abbildung 7.9 zeigt Kurzschlussstromdichte, Offenklemspannung und Wirkungsgrad der Zelle mit jeweils optimiertem Emitter als Funktion der Basisdotierung für Zellen mit und ohne Dotiergradient. Man erkennt, dass der Dotiergradient den Wirkungsgrad noch einmal stark erhöht, und dass die optimale Basisdotierung zu höheren Dotierungen verschoben

ist. Des Weiteren zeigt sich, dass das Wirkungsgradmaximum der Zellen mit einem Dotiergradienten bei einer Basisdotierung zwischen $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sehr flach ist. Die Änderung des Wirkungsgrades ist in diesem Dotierbereich kleiner als ein halbes Prozent relativ.

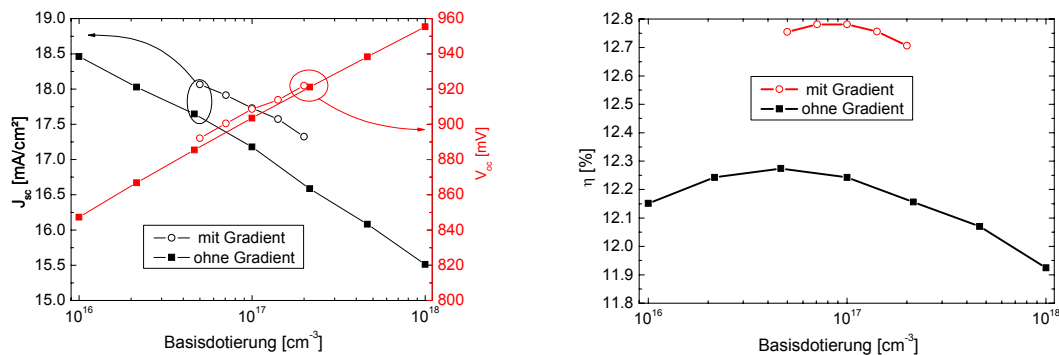


Abbildung 7.9: Kurzschlussstromdichte, Offenklemspannung (linke Seite) und Wirkungsgrad (rechte Seite) der Zelle mit jeweils optimiertem Emitter als Funktion der Basisdotierung. Durch den Dotiergradienten in der Basis erhöht sich zum einen der Wirkungsgrad, zum anderen verschiebt sich das Maximum zu höheren Basisdotierungen.

Durch die Wahl der Basisdotierung und angepasstem Emitter, kann man also die Kurzschlussstromdichte bei nahezu gleichbleibendem EOL-Wirkungsgrad, zwischen 17.3 und 18.1 mA/cm² einstellen. Für die Dreifachsolarzelle bedeutet dies, dass neben der Variation der Oberzelldicke noch ein weiterer Parameter zur Einstellung der Stromanpassung zur Verfügung steht. Die optimale Zellstruktur und die Referenzstruktur 1584-trip, sowie deren Hellkennlinienparameter für BOL und EOL sind in Tabelle 7.2 aufgetragen.

Tabelle 7.2: Optimierte Zellstruktur und Referenzstruktur sowie deren Hellkennlinienparameter (AM0).

		N_A Basis [cm ⁻³]	Dicke Basis [nm]	Stufe DG [nm]	N_D Emitter [cm ⁻³]	Dicke Emitter [nm]	J_{sc} [mA/ cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
Optimierte Struktur	BOL	$1.0 \cdot 10^{17}$	1400	500	$1.3 \cdot 10^{17}$	250	18.80	1059	86.2	17.17
	EOL	$1.0 \cdot 10^{17}$	1400	500	$1.3 \cdot 10^{17}$	250	17.73	908.6	79.3	12.78
	Restfaktoren							0.94	0.86	0.92
Referenz Struktur	BOL	$2.5 \cdot 10^{17}$	2900	-	$1.0 \cdot 10^{18}$	200	19.19	1051	87.1	17.59
	EOL	$2.5 \cdot 10^{17}$	2900	-	$1.0 \cdot 10^{18}$	200	15.40	922.5	79.9	11.35
	Restfaktoren							0.80	0.87	0.92

Vergleicht man die Restfaktoren in Tabelle 7.2 erkennt man, dass vor allem der Restfaktor der Kurzschlussstromdichte bei der optimierten Struktur deutlich größer ist, als bei der Referenzstruktur. Die optimierte Struktur hat jedoch eine kleinere BOL-

Kurzschlussstromdichte, was von der geringeren Absorption aufgrund der dünneren Basis herrührt. Allerdings spielt diese geringe Kurzschlussstromdichte in der Dreifachsolarzelle keine Rolle, da BOL die Dicke der Oberzelle so gewählt wurde, dass diese die stromlimitierende Teilzelle ist. Abbildung 7.10 zeigt die relativen Änderungen der Hellkennlinienparameter der einzelnen Optimierungsschritte hinsichtlich der Referenzstruktur. Hier zeigt sich noch einmal deutlich, dass jeder einzelne Schritt zur Verbesserung des Wirkungsgrades beigetragen hat, dass jedoch durch die dünnere Basis mit dem HLS sowie dem Dotiergradienten mit angepasster Dotierung der stärkste Wirkungsgradgewinn erzielt wurde.

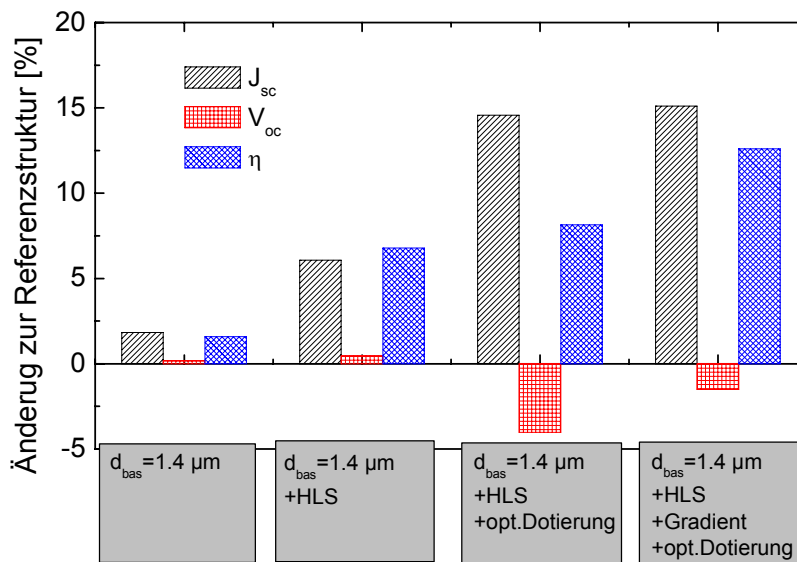


Abbildung 7.10: Relative Änderung der EOL-Hellkennlinienparameter durch die unterschiedlichen Optimierungsschritte der Zellkonfigurationen bezüglich der Referenzstruktur. Der Wirkungsgradgewinn rührt hauptsächlich vom Anstieg der Kurzschlussstromdichte her.

Mit diesem Wissen wurden in [130] Dreifachsolarzellen gewachsen, die abgesehen von geringfügigen Änderungen in der Emitterdicke und der Basisdotierung der Struktur in Tabelle 7.2 entsprechen. Diese Zelle gehört hinsichtlich der Strahlungsstabilität zu den derzeit besten Weltraumsolarzellen [130]. Abbildung 7.11 zeigt die gemessenen und simulierten Quanteneffizienzen der Mittelzelle solch einer optimierten Dreifachsolarzelle. Die Quanteneffizienzen wurden vor Bestrahlung (BOL), nach Bestrahlung mit 1 MeV Elektron und einem Teilchenfluss von 10^{15} cm^{-2} und nach einem Teilchenfluss von 10^{16} cm^{-2} gemessen.

Der Vergleich von Simulation und Messung zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Übereinstimmung bei der Zelle mit 1 MeV Elektron und einem Teilchenfluss von 10^{15} cm^{-2} bestätigt die verwendete EOL-SRH-Lebensdauer der GaInAs-Mittelzelle, welche in [130] durch Messungen an DH-Strukturen und in [67] durch analytische IQE-Analyse an der einfacheren Referenzstruktur ermittelt wurden.

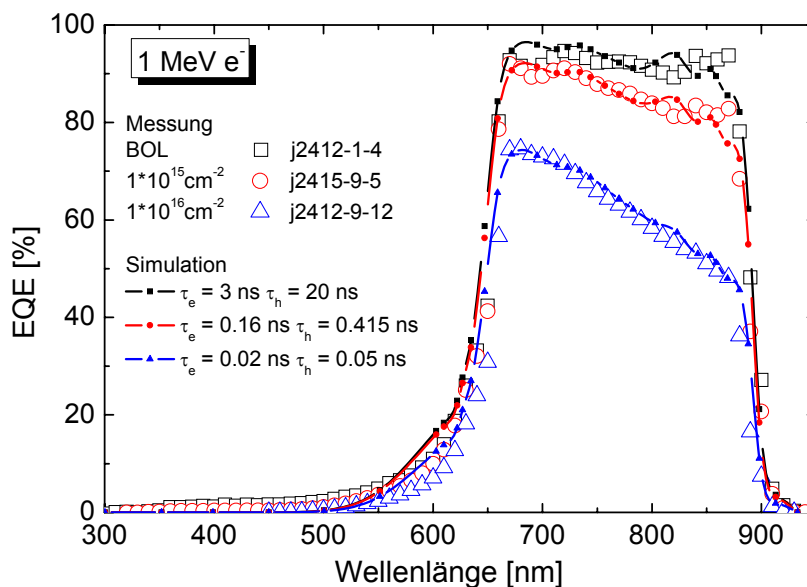


Abbildung 7.11: Vergleich der gemessenen und simulierten Quanteneffizienz der optimierten GaInAs-Mittelzelle. Es wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erreicht. Die gute Übereinstimmung der Zelle nach $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 1MeV-Elektronbestrahlung zeigt, dass die für die Optimierung verwendete Lebensdauer sehr gut mit den Lebensdauern in der Zelle übereinstimmen.

Durch die Übereinstimmung der ermittelten Lebensdauer aus der Analyse der Quanteneffizienzen und der Messung mittels DH-Strukturen, lassen sich des Weiteren noch Rückschlüsse auf das Degradationsverhalten der Mobilität ziehen. Da bei der Messung der Lebensdauer mittels DH-Strukturen die Mobilität keine Rolle spielt¹⁷, entspricht die gemessene Lebensdauer der SRH-Lebensdauer. Bei der Simulation der Quanteneffizienz einer Solarzelle spielt hingegen die Diffusionslänge, also die Kombination von Lebensdauer und Mobilität, eine entscheidende Rolle. Da sowohl bei der Simulation bei BOL als auch bei EOL das gleiche Mobilitätsmodell, sowie die Lebensdauern aus der DH-Struktur-Messung verwendet wurden, lässt sich aus der Übereinstimmung der Quanteneffizienzen ableiten, dass die Mobilität durch die Partikelstrahlung nicht degradiert.

¹⁷ Bei den untersuchten EOL-DH-Strukturen ist die SRH-Lebensdauer im Vergleich zur Oberflächenrekombination der klar dominierende Rekombinationsmechanismus. Dadurch ist das Überschussladungsträgerprofil in der zu untersuchenden Schicht sehr flach, so dass der Ladungsträgerfluss zu den Oberflächen für die effektive Lebensdauer nicht relevant ist. Des Weiteren haben die Messungen unter Niedriginjektionsbedingungen stattgefunden, sodass die gemessenen Lebensdauern den SRH-Lebensdauern entsprechen.

7.3 Sensibilitätsanalyse der optimierten Struktur

Für die Massenproduktion einer Solarzelle ist die Reproduzierbarkeit der Struktur sehr wichtig. Nachdem im letzten Abschnitt die optimale EOL-Struktur ermittelt wurde, soll daher dieser Abschnitt dazu dienen, die Sensibilität der Struktur zu untersuchen, da das MOVPE¹⁸-Wachstum nur in bestimmten Toleranzen reproduzierbar ist. Dazu wurde die optimierte Struktur aus Tabelle 7.2 verwendet und einzelne Parameter variiert.

Dotierung und Dicke von Emitter und Basis

Abbildung 7.12 zeigt den Einfluss der Basisdicke auf den Wirkungsgrad. Der Verlauf des Wirkungsgrades ist in dem untersuchten Bereich relativ flach. Bei einer Dicke der Basis von 1350 – 1450 nm ist die relative Änderung kleiner als 0.2%. Ab einer Basisdicke von 1450 nm fällt der Wirkungsgrad etwas stärker ab.

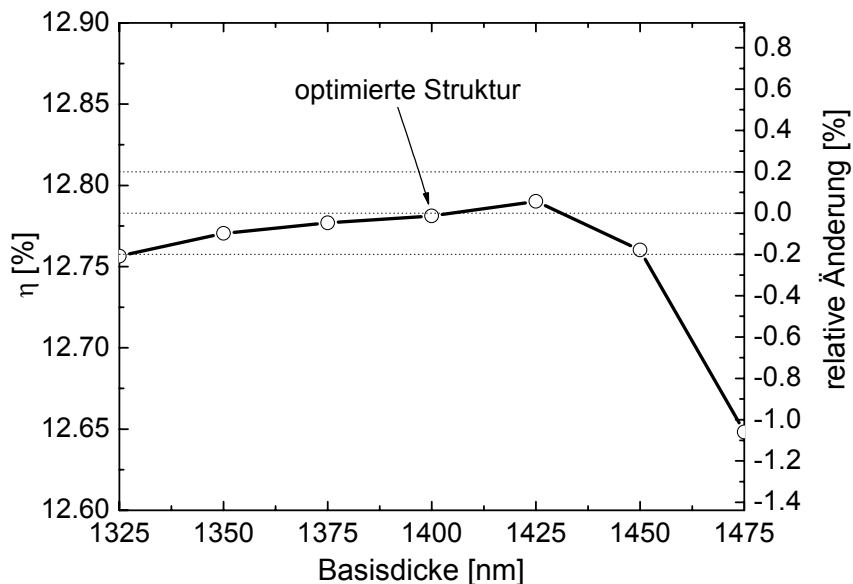


Abbildung 7.12: Variation der Basisdicke der Mittelzelle aus Tabelle 7.2. Mit optimierter Dotierung und Dotiergradient ist die relative Änderung des Wirkungsgrades bei Basisdicken von 1350-1450 nm kleiner als 0.2%, im Vergleich zur optimierten Struktur.

Die Variation der Dotierung und Dicke des Emitters bei drei unterschiedlichen Basisdotierungen ist in Abbildung 7.13 gezeigt. Die Konturplots zeigen, dass sich bei einer Basisdotierung von $6 \cdot 10^{16}$ bis $1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, die gewählte Emitterkombination (der mit Optimum bezeichnete Stern in Abbildung 7.13) in einem relativ flachen Maximum befindet, welches sich zu kleineren Emitterdicken und höheren Emitterdotierungen ausstreckt. Wird die Basisdotierung hingegen auf $1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erhöht, wandert die

¹⁸ metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. metal organic vapor phase epitaxy, MOVPE)

optimierte Struktur aus dem Maximum heraus. Diese Berechnungen zeigen, dass sich durch eine leichte Verringerung der Emitterdicke von 250 nm auf 230 nm und einer Emitterdotierung von $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ statt $1.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ein etwas stabileres Maximum erreichen lässt, was bei allen gezeigten Basisdotierungen im Wirkungsgradmaximum liegt.

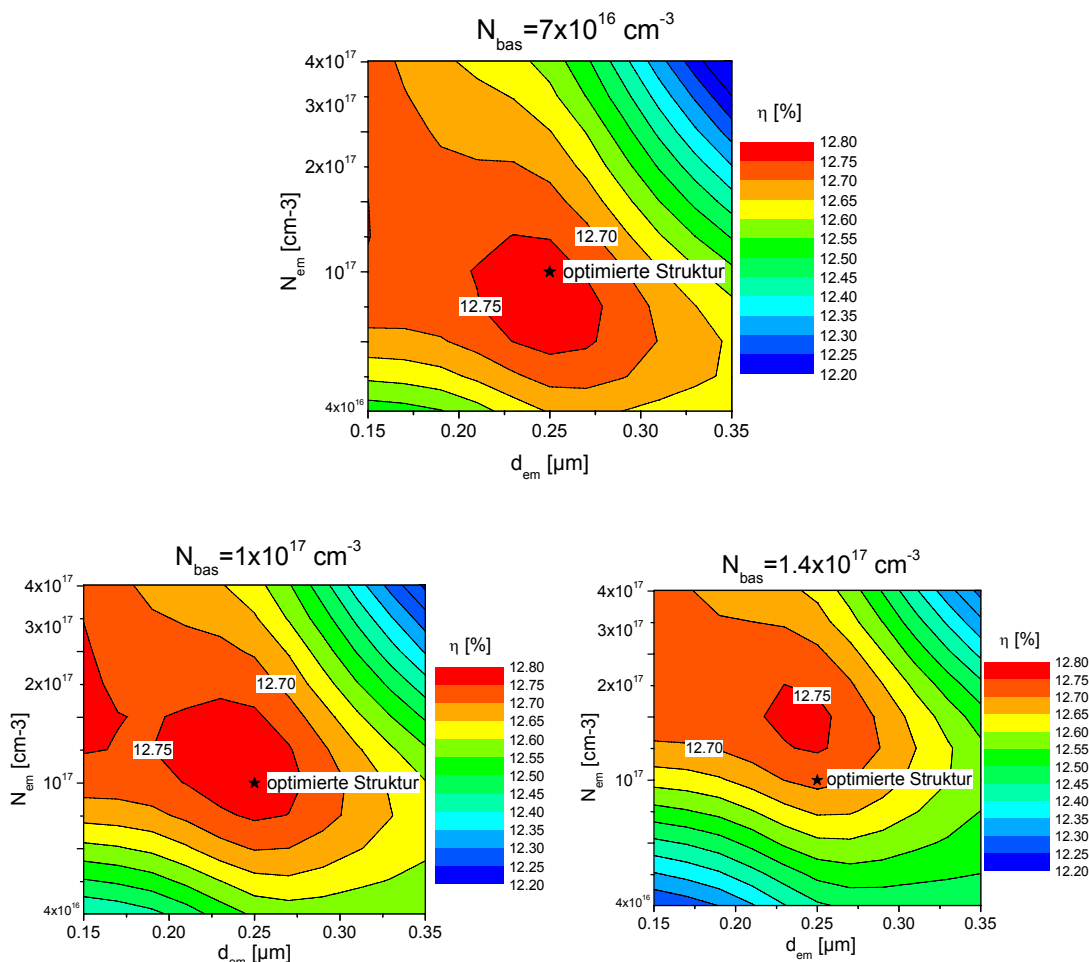


Abbildung 7.13: Variation der Emitterdicke und Emitterdotierung bei einer Basisdotierung von $6 \cdot 10^{16}$, $1.0 \cdot 10^{17}$ und $1.4 \cdot 10^{17}$ und einem Dotiergradienten wie im letzten Abschnitt beschrieben. Der Stern markiert die Emitterkombination mit der optimierten Struktur aus Tabelle 7.2.

Schichtdicken des Halbleiterspiegels

Abschließend sollen noch die Schichtdicken des Halbleiterspiegels untersucht werden. Bei dem epitaktischen Wachstum im MOVPE-Reaktor wird die Schichtdicke vor allem durch den Gruppe III-Fluss und die Wachstumszeit reguliert. Durch die Kalibrierung der Wachstumsraten können somit die Dicken der GaAs- bzw. AlGaAs-Schichten des HLS innerhalb einer Struktur sehr genau reproduziert werden. Die kalibrierten Wachstumsraten können sich aber mit der Zeit verändern, so dass die gewachsenen Schichten des HLS untereinander noch gleich sind, von den nominellen Dicken jedoch

abweichen. Um diese Abweichung von der nominellen Schichtdicke zu untersuchen, wurden alle Schichten des HLS mit Faktoren zwischen 0.97 und 1.03 multipliziert. Dies entspricht einer Änderung der Schichtdicken um $\pm 3\%$. Durch die Änderung der Schichtdicken des HLS ändert sich, wie in Gleichung (3.2) beschrieben, die Wellenlängenposition des HLS¹⁹. Durch Erhöhung der Schichtdicken verschiebt sich das Maximum der Reflexion des HLS zu größeren Wellenlängen, durch Verringerung der Schichtdicken zu kleineren Wellenlängen. Das Reflexionsmaximum des untersuchten HLS wandert von ca. 822 nm (Multiplikationsfaktor = 0.97) bis zu 866 nm (Multiplikationsfaktor = 1.03). Die Veränderung der Position des HLS lässt sich in Abbildung 7.14 erkennen, welche die Reflexion der Dreifachsolarzelle und die Absorption in der Mittelzelle zusammen mit der Änderung der Hellkennlinienparameter als Funktion des Multiplikationsfaktors der Schichtdicken des HLS zeigt.

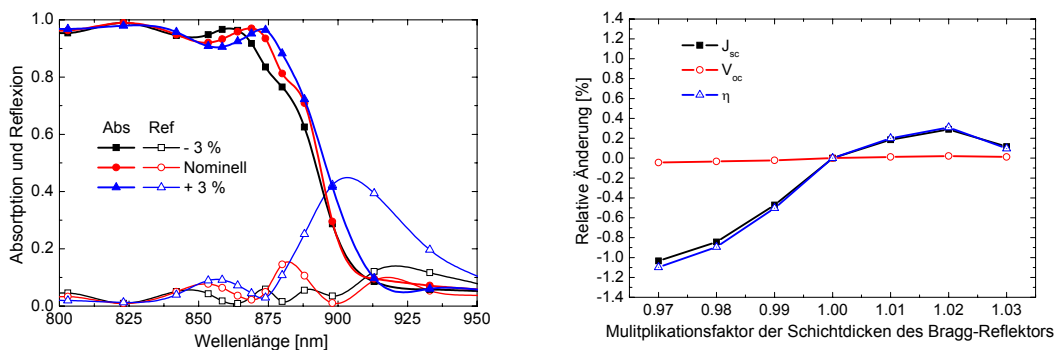


Abbildung 7.14: Die linke Seite zeigt die Reflexion und die Absorption in der Mittelzelle bei Änderung der Schichtdicken des HLS. Die rechte Seite zeigt die relative Änderung der Hellkennlinienparameter zur Struktur mit dem nominellen HLS (Multiplikationsfaktor = 1) bei Variation der Schichtdicken des HLS.

Bei Betrachtung der Absorption in Abbildung 7.14 (linke Seite) erkennt man, dass sich durch Erhöhung des Multiplikationsfaktors die Absorptionskante zu höheren Wellenlängen hin verschiebt. Bei der Reflexion erkennt man, dass sich bei der Zelle mit einem Multiplikationsfaktor von 1.03 ein Teil der Reflexion des HLS außerhalb des Absorptionsbereiches der Mittelzelle befindet. Daher werden die reflektierten Photonen durch die Mittel- und Oberzelle transmittiert und verlassen die Zelle wieder. Die Verschiebung der Reflexion des HLS spiegelt sich auch in der Kurzschlussstromdichte und damit im Wirkungsgrad der Zelle wieder (rechte Seite von Abbildung 7.14). Befindet sich der HLS bei zu geringen Wellenlängen (Multiplikationsfaktor < 1) bzw. bei zu hohen Wellenlängen (Multiplikationsfaktor > 1.02), verringert sich die Absorption in der Mittelzelle und die Kurzschlussstromdichte sinkt. Die Ergebnisse zeigen zum einen, dass die Änderung der Schichtdicken um $\pm 3\%$ den Wirkungsgrad um weniger als 1% relativ verändert. Zum anderen zeigen sie auch, dass die gewählte

¹⁹ Der Brechungsindex der verwendeten Materialien des HLS ändert sich in dem Wellenlängenbereich des HLS nur sehr schwach, sodass die Bragg-Bedingung in Gleichung (3.2) auch mit den geänderten Schichtdicken in guter Näherung noch erfüllt ist.

Position des HLS noch nicht ganz optimal ist, sondern zu etwas höheren Wellenlängen hin verschoben werden kann.

Die Sensibilitätsanalyse hat gezeigt, dass die optimierte Struktur sich in einem stabilen Maximum befindet, und sich kleine Änderungen in der Dotierung und den Schichtdicken nur geringfügig auf den Wirkungsgrad der Zelle auswirken.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Optimierung einer Dreifachsolarzelle für die Weltraumanwendung vorgestellt. Da durch die Elektronenbestrahlung die GaAs-Mittelzelle am stärksten degradiert, wurde in dieser Arbeit der Schwerpunkt auf die Optimierung der Mittelzelle gelegt. Unter Verwendung eines optisch gefilterten Solarzellenmodells für die Mittelzelle konnten die verschiedenen Optimierungsansätze verifiziert und quantifiziert werden. Durch die Reduzierung der Basisdicke und die Verwendung eines Halbleiterspiegels konnte bereits eine Erhöhung der Kurzschlussstromdichte und der Offenklemspannung erreicht werden. Die Optimierung der Dotierungen des Emitters und der Basis führten zu deutlich niedrigeren Basisdotierungen als in der Referenzstruktur. Diese geringeren Basisdotierungen führten vor allem zu einer Erhöhung der Kurzschlussstromdichte, auf Grund der erhöhten Diffusionslänge. Mit Hilfe eines Dotiergradienten wurde der Wirkungsgrad noch einmal gesteigert, wobei sich dadurch die optimale Dotierung wieder zu höheren Basis- und Emitterdotierungen verändert hat. Durch die Optimierung der Zellstruktur konnte der Restfaktor der Kurzschlussstromdichte von 0.76 auf 0.94 erhöht werden, bei gleichbleibenden Restfaktoren der Offenklemspannung und des Füllfaktors. Der Vergleich der gemessenen und simulierten Quanteneffizienzen der optimierten Mittelzellstruktur ergab eine sehr gute Übereinstimmung. Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung und dem Vergleich zwischen den in der Modellierung verwendeten Lebensdauern und den Ergebnissen der Lebensdauer-messungen an DH-Strukturen konnte gezeigt werden, dass die Mobilität der Ladungsträger in der Mittelzelle durch die Elektronenbestrahlung nicht degradiert. Eine abschließende Sensibilitätsanalyse erbrachte, dass sich die optimierte Mittelzellstruktur im Rahmen der Unsicherheiten des Wachstumsprozesses in einem sehr stabilen Maximum befindet, womit sie für die kommerzielle Produktion im größeren Maßstab optimal geeignet ist.

8 Zusammenfassung

Die schnelle Weiterentwicklung von neuartigen Solarzellenkonzepten erfordert eine genaue und zuverlässige Modellierung, um die Anzahl von zum Teil langwierigen und teuren experimentellen Untersuchungen zu reduzieren, sowie um ein besseres physikalisches Verständnis der Solarzellen zu erhalten. Die dafür notwendigen theoretischen Grundlagen der Solarzellenphysik und die methodische Herangehensweise an die Solarzellensimulation wurden in den ersten beiden Kapiteln eingeführt und anhand von Anwendungsbeispielen erläutert. Da in dieser Arbeit Solarzellen aus Silizium und III-V-Verbindungshalbleitern experimentell und mit Hilfe von numerischer Simulation analysiert und optimiert wurden, wurden zunächst die prinzipiellen Unterschiede dieser beiden Solarzellentypen aufgezeigt. Die vorgestellten Simulationswerkzeuge wurden in den einzelnen Kapiteln verwendet, um die jeweiligen Solarzellenstrukturen zu untersuchen und zu optimieren.

Hinsichtlich der wirtschaftlich sinnvollen Reduzierung der Zelldicke kommt der Rückseite einer beidseitig kontaktierten Silizium-Solarzelle eine besondere Rolle zu. Daher wurden in dieser Arbeit die optischen und elektrischen Eigenschaften unterschiedlicher Solarzellenrückseiten untersucht und miteinander verglichen. Anhand analytischer Methoden und numerischer Strahlverfolgung konnten die unterschiedlichen Reflexionseigenschaften der Zellen quantifiziert werden und auch der Einfluss der Absorption an freien Ladungsträgern aufgezeigt werden. Die Analyse der elektrischen Eigenschaften zeigte, dass ein Vergleich der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit nur bei der gleichen, möglichst hohen Basisdotierung sinnvoll ist, um Hochinjektionseffekte zu vermeiden. Die effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten für Zellen mit einem Basiswiderstand von $1 \Omega\text{cm}$ wurden anhand unterschiedlicher Methoden ermittelt und miteinander verglichen. Eine Analyse der Fehlerquellen bei der Analyse der Quanteneffizienz zeigte, dass sich allein durch die Messunsicherheiten der spektralen Empfindlichkeitsmessung ein Fehler in der S_{eff} -Bestimmung von 10% ergeben kann. Der Vergleich der unterschiedlichen Rückseiten ergab, dass vor allem hinsichtlich dünnerer Solarzellen die guten optischen und passivierenden Eigenschaften der Zellen mit dielektrisch passivierter Rückseite notwendig sind, um Wirkungsgrade über 20% erreichen zu können.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit war die Analyse und Optimierung von rückseitig sammelnden und rückseitig kontaktierten (RSK) Solarzellen. Zum einen wurden industriell realisierbare n -Typ RSK-Solarzellen für die nicht-konzentrierende Anwendung analysiert. Ein starker Fokus lag dabei auf der Analyse der Vorderseiten-

passivierung. Anhand eines analytischen Modells konnten die passivierenden Eigenschaften eines „Front-Surface Fields“ (FSF) analysiert und optimiert werden. Die Analysen zeigten, dass die Passivierungsqualität durch die „High-Low Junction“ zu niedrigerer Basisdotierung hin stark zunimmt. Der Vergleich der analytischen und numerischen Berechnungen ergab, dass bei Zellen ohne FSF die Einsammelwahrscheinlichkeit durch Hochinjektionseffekte stark beeinflusst wird, wohingegen die Kurzschlussstromdichte bei Zellen mit FSF nahezu keine Injektionsabhängigkeit aufweist. Neben dem oberflächenpassivierenden Effekt des FSF konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass das FSF zu einer Erhöhung der lateralen Querleitfähigkeit beiträgt. Somit reduziert ein FSF die Serienwiderstandsverluste in RSK-Solarzellen mit niedriger Basisdotierung drastisch. Eine Analyse der Rückseite ergab, dass vor allem der Basisbereich, welcher nicht mit einem Emitter bedeckt ist, einen starken Einfluss auf die Kurzschlussstromdichte hat. Vor allem bei höherer Basisdotierung wirkt sich eine höhere Emitterbedeckung sehr positiv auf den Wirkungsgrad aus. Zusätzlich zu der Analyse des inneren Zellbereiches wurde auch der Einfluss der Metallisierung und der notwendigen Busbereiche analysiert. Die Untersuchungen ergaben, dass die Busbereiche zu elektrischen Abschattungsverlusten führen, die je nach Polarität von einer Reduktion des Füllfaktors oder der Kurzschlussstromdichte herrühren. Bei Konzentration-RSK-Solarzellen führt vor allem das Verhalten des Füllfaktors zu einem drastischen Wirkungsgradverlust der Zelle. Dieser kann jedoch vermieden werden, indem die Busse aus dem aktiven Zellbereich entfernt werden.

Zusätzlich zu den untersuchten Silizium-Solarzellen wurden in dieser Arbeit auch Solarzellen aus III-V-Halbleitern analysiert. Für die Simulation von III-V-Mehrfach-solarzellen ist die korrekte Beschreibung der internen Verschaltung der Teilzellen durch die Esaki-Tunneldiode entscheidend. Es konnte gezeigt werden, dass nur unter Verwendung eines nicht lokalen Tunnelmodells der Verlauf des Tunnelstroms im unteren Spannungsbereich der experimentellen Strom-Spannungskennlinie korrekt beschrieben werden kann. Unter Verwendung des nicht lokalen Tunnelmodells konnte eine GaAs/GaAs-Tunneldiode kalibriert werden. Strukturanalysen haben gezeigt, dass der Tunnelstrom sehr stark durch die Dotierhöhe der Tunnelschichten, sowie das Profil am pn -Übergang beeinflusst ist. Das Modell der Tunneldiode wurde abschließend in eine GaInP/GaAs-Tandemsolarzelle implementiert, und damit die Hellkennlinie und die Quanteneffizienz dieser Mehrfachsolarzelle simuliert. Dieses Solarzellenmodell ermöglicht nun zum ersten Mal eine numerische Optimierung einer Tandemsolarzelle und ist somit der Grundstein für die Simulation von III-V-Mehrfachsolarzellen.

Neben der Optimierung und Analyse von Solarzellen, die auf der Erde eingesetzt werden, wurde in dieser Arbeit an der Entwicklung einer strahlungsstabilen Dreifachsolarzelle für den Einsatz im Weltraum mitgearbeitet. Da durch die Partikelstrahlung die GaAs-Mittelzelle am stärksten degradiert, wurde der Fokus auf die Optimierung der Mittelzelle gelegt. Anhand einer umfassenden Simulationsstudie konnten die notwendigen Strukturänderungen wie die Implementierung eines Halbleiterspiegels und die Verringerung der Zelldicke sowie die Verwendung eines

Dotiergradienten in der Basis realisiert und evaluiert werden. Eine abschließende Sensibilitätsanalyse ergab, dass die optimierte Mittelzellstruktur in einem stabilen Maximum liegt und somit für die industrielle Produktion bestens geeignet ist.

Zusammenfassend demonstriert diese Arbeit die Bedeutung der numerischen Simulation für die Entwicklung neuartiger Solarzellenstrukturen, insbesondere hinsichtlich des physikalischen Verständnisses der unterschiedlichen Zelltypen. Die vorgestellten Analysen und Optimierungspotentiale stellen somit die Grundlagen für die Weiterentwicklung der untersuchten Solarzellen dar.

Literaturverzeichnis

1. (EPIA), E.P.I.A., "*Global market outlook for photovoltaics until 2012, Facing a sunny futur*", www.epia.org, Editor. 2008: Brussels.
2. Graßl, H., J. Kokott, M. Kulessa, J. Luther, F. Nuscheler, R. Sauerborn, H.-J. Schellnhuber, R. Schubert, and E.-D. Schulze, "*Welt im Wandel - Energiewende zur Nachhaltigkeit*". 2003, Berlin: Wissenschaftlicher Beirat der Bundesregierung Globale Umweltveränderungen (WBGU). 260.
3. De Vos, A. and H. Pauwels, "*On the thermodynamic limit of photovoltaic energy conversion*", Applied Physics, 1981. **25**(2): p. 119-125.
4. Würfel, P., "*The chemical potential of radiation*", Journal of Physics C: Solid State Physics, 1982. **15**: p. 3967-85.
5. Würfel, P., "*Physics of Solar Cells*". 2005, Weinheim: Wiley.
6. Green, M.A., K. Emery, D.L. King, S. Igari, and W. Warta, "*Solar cell efficiency tables (version 26)*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2005. **13**(5): p. 387-92.
7. Rein, S., "*Lifetime spectroscopy: a method of defect characterization in silicon for photovoltaic applications*". 2005, Berlin: Springer.
8. Green, M.A., "*High efficiency silicon solar cells*". 1987, Kensington: UNSW.
9. Letay, G., Doktorarbeit, "*Modellierung von III-V Solarzellen*", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2003
10. Letay, G., M. Hermle, and A.W. Bett, "*Simulating Single-junction GaAs Solar Cells Including Photon Recycling*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2006. **14**(8): p. 683-96.
11. Aberle, A.G., S. Glunz, and W. Warta, "*Field effect passivation of high efficiency silicon solar cells*", Solar Energy Materials and Solar Cells, 1993. **29**(2): p. 175-82.
12. Glunz, S.W., Dissertation, "*Ladungsträgerrekombination in Silicium und Siliciumsolarzellen*", Universität Freiburg, 1995
13. Sah, C.T., R.N. Noyce, and W. Shockley, "*Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics*", Proceedings of the IRE, 1957. **45**: p. 1228-1243.
14. Hermle, M., Diplomarbeit, "*Effekte lateral inhomogener Verlustprozesse und Stromverteilungen auf die elektrischen Parameter von Silizium-Solarzellen*", Physik, Technische Universität Karlsruhe, 2003

15. Breitenstein, O., P. Altermatt, K. Ramspeck, M.A. Green, J. Zhao, and A. Schenk. "Interpretation of the commonly observed I - V characteristics of C - Si cells having ideality factor larger than two" in *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2006 in Waikoloa, Hawaii, USA: p. 879-84
16. Mahan, J.E. and G.M. Smirnov. "A new perspective on distributed series resistance effects in photovoltaic devices" in *Proceedings of the 14th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1980 in San Diego, California, USA: p. 612-8
17. Glunz, S.W., A.B. Sproul, W. Warta, and W. Wetling, "Injection-level-dependent recombination velocities at the Si - SiO_2 interface for various dopant concentrations", *Journal of Applied Physics*, 1994. **75**(3): p. 1611-5.
18. Macleod, H.A., "Thin film optical filters", 3rd ed. 2001: Taylor & Francis. 668.
19. Dimroth, F., Dissertation, "Metallorganische Gasphasenepitaxie zur Herstellung von hocheffizienten Solarzellen aus III-V Halbleitern", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2000
20. ISO, "Space systems - Single-junction solar cells - Measurement and calibration procedures", in 15387. 2005, International Organization for Standardization.
21. Schumacher, J., S. Sterk, B. Wagner, and W. Warta. "Quantum efficiency analysis of high-efficiency solar cells with textured surfaces" in *Proceedings of the 13th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 1995 in Nice, France: p. 96-9
22. Dicker, J., Dissertation, "Analyse und Simulation von hocheffizienten Silizium-Solarzellenstrukturen für industrielle Fertigungstechniken", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2003
23. Foley, J., A. van Dam, S. Feiner, and J. Hughes, "Computer graphics: Principles and Practice". 1990, Amsterdam: Addison-Wesley Publishing Company.
24. Kray, D., Dissertation, "Hocheffiziente Solarzellenstrukturen für kristallines Silicium-Material industrieller Qualität", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2004
25. Kray, D., M. Hermle, and S.W. Glunz, "Theory and experiment on the back side reflectance of silicon wafer solar cells", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2007. **16**: p. 1-15.
26. Synopsys, "Sentaurus TCAD" Release: Z-2007.03, 2007
27. Buergler, J.F., Dissertation, "Discretisation and grid adaption in semiconductor device modeling", ETH-Zürich, 1990
28. Heiser, G., Dissertation, "Design and implementation of a three-dimensional general purpose semiconductor device simulator", ETH-Zürich, 1991
29. Schultz, O., S.W. Glunz, S. Riepe, and G.P. Willeke, "High-efficiency solar cells on phosphorus gettered multicrystalline silicon substrates", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2006. **14**: p. 711-9.

30. Riepe, S., J. Isenberg, C. Ballif, S.W. Glunz, and W. Warta. "Carrier density and lifetime imaging of silicon wafers by infrared lock-in thermography" in *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2001 in Munich, Germany: p. 1597-9
31. Isenberg, J., S. Riepe, S.W. Glunz, and W. Warta, "Imaging method for laterally resolved measurement of minority carrier densities and lifetimes: measurement principle and first applications", *Journal of Applied Physics*, 2003. **93**(7): p. 4268-75.
32. Goldschmidt, J.C., O. Schultz, and S.W. Glunz. "Predicting multi-crystalline silicon solar cell parameters from carrier density images" in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005 in Barcelona, Spain: p. 663-6
33. Kuriyama, T., T. Kamiya, and H. Yanai, "Effect of photon recycling on diffusion length and internal quantum efficiency in Al/sub x/Ga/sub 1-x/As-GaAs heterostructures", *Japanese Journal of Applied Physics*, 1977. **16**(3): p. 465-77.
34. Asbeck, P., "Self-absorption effects on the radiative lifetime in GaAs-GaAlAs double heterostructures", *Journal of Applied Physics*, 1977. **48**(2): p. 820-822.
35. Baur, C., M. Hermle, F. Dimroth, and A.W. Bett, "Effects of Optical Coupling in III-V Multilayer Systems", *Applied Physics Letters*, 2007. **90**(19): p. 192109/1-3.
36. Dicker, J., J. Isenberg, and W. Warta. "Effect of shunt distribution on the overall solar cell performance investigated by circuit simulation" in *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2001 in Munich, Germany: p. 1567-70
37. Köber, M., M. Hermle, J. Isenberg, M. Kasemann, H. Cárdenes, and W. Warta. "Analysis of the effects caused by parameter inhomogeneity with a 2D modelling tool based on circuit simulation" in *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006 in Dresden, Germany: p. 643-647
38. Isenberg, J., Dissertation, "Neue Infrarotmeßtechniken für die Photovoltaik", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2003
39. Trupke, T., R.A. Bardos, M.C. Schubert, and W. Warta, "Photoluminescence imaging of silicon wafers", *Applied Physics Letters*, 2006. **89**(4): p. 44107-1-3.
40. Isenberg, J. and W. Warta. "Illuminated lock-in thermography (ILT) - new method for spatially resolved assessment of power losses in solar cells" in *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2004 in Paris, France: p. 674-7
41. Clugston, D.A. and P.A. Basore. "PCID version 5: 32-bit solar cell modeling on personal computers" in *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1997 in Anaheim, California, USA: p. 207-10
42. Kasemann, M., M.C. Schubert, M. The, M. Kober, M. Hermle, and W. Warta, "Comparison of luminescence imaging and illuminated lock-in thermography on silicon solar cells", *Applied Physics Letters*, 2006. **89**(22): p. 224102/1-3.
43. Wolfram, S., "The Mathematica Book". Vol. 4. 1999, Cambridge: Cambridge University Press. 1470.

44. Murrmann, H. and D. Widmann, "*Current crowding on metal contacts to planar devices*", IEEE Transactions on Electron Devices, 1969. **16**(12): p. 1022-4.
45. Lölgen, P., PhD, "*Surface and volume recombination in silicon solar cells*", CIP-Gegevens Koninklijke Bibliotheek, 1995
46. Huster, F. and G. Schubert. "*ECV doping profile measurements of aluminium alloyed back surface fields*" in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005 in Barcelona, Spain: p. 1462-5
47. Zhao, J., A. Wang, and M.A. Green. "*24% efficient PERL structure silicon solar cells*" in *Proceedings of the 21st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1990 in Kissimmee, Florida, USA: p. 333-5
48. Glunz, S.W., J. Knobloch, C. Hebling, and W. Wettling. "*The range of high-efficiency silicon solar cells fabricated at Fraunhofer ISE*" in *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1997 in Anaheim, California, USA: p. 231-4
49. Schneiderlöchner, E., R. Preu, R. Lüdemann, and S.W. Glunz, "*Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2002. **10**: p. 29-34.
50. Fahrenbruch, A.L. and R.H. Bube, "*Fundamentals of solar cells*". 1983, New York: Academic Press.
51. Godlewski, M.P., C.R. Baraona, and H.W. Brandhorst, Jr. "*Low-high junction theory applied to solar cells*" in *Proceedings of the 10th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1973 in Palo Alto, California, USA: p. 40-9
52. Dicker, J., Diplomarbeit, "*Charakterisierung von hocheffizienten Rückseitenkontaktzellen*", Physik, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1998
53. Rohatgi, A., S. Narasimha, A.U. Ebong, and P. Doshi, "*Understanding and implementation of rapid thermal technologies for high-efficiency silicon solar cells*", IEEE Transactions on Electron Devices, 1999. **46**(10): p. 1970-7.
54. Basore, P.A. "*Extended spectral analysis of internal quantum efficiency*" in *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1993 in Louisville, Kentucky, USA: p. 147-52
55. Brendel, R., M. Hirsch, R. Plieninger, and J.H. Werner, "*Quantum efficiency analysis of thin-layer silicon solar cells with back surface fields and optical confinement*", IEEE Transactions on Electron Devices, 1996. **43**(7): p. 1104-13.
56. Schmid, P.E., "*Optical absorption in heavily doped silicon*", Physical Review B (Condensed Matter), 1981. **23**(10): p. 5531-6.
57. Clugston, D.A. and P.A. Basore, "*Modelling free-carrier absorption in solar cells*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 1997. **5**(4): p. 229-36.
58. Schultz, O., A. Mette, R. Preu, and S.W. Glunz. "*Silicon solar cells with screen-printed front side metallization exceeding 19% efficiency*" in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2007 in Milan, Italy: p. 980-3

59. Schultz, O., A. Mette, M. Hermle, and S.W. Glunz, "*Thermal oxidation for crystalline silicon solar cells exceeding 19% efficiency applying industrial process technology*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2007. **16**: p. 317-324.
60. Fischer, B., Dissertation, "*Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements*", Physics, Universität Konstanz, 2003
61. Kray, D. and S.W. Glunz, "*Investigation of laser-fired rear-side recombination properties using an analytical model*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2006. **14**: p. 195-201.
62. Glunz, S.W., S. Rein, J.Y. Lee, and W. Warta, "*Minority carrier lifetime degradation in boron-doped Czochralski silicon*", Journal of Applied Physics, 2001. **90**(5): p. 2397-404.
63. Narasimha, S., A. Rohatgi, and A.W. Weeber, "*An optimized rapid aluminum back surface field technique for silicon solar cells*", IEEE Transactions on Electron Devices, 1999. **46**(7): p. 1363-70.
64. Weeber, A.W., A.R. Burgers, M.J.A.A. Goris, M. Koppes, E.J. Kossen, H.C. Rieffe, W.J. Soppe, C.J.J. Tool, and J.H. Bultman. "*16% mc-Si cell efficiencies using industrial in-line processing*" in *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2004 in Paris, France: p. 532-5
65. Spiegel, M., B. Fischer, S. Keller, and E. Bucher. "*Separation of bulk diffusion length and back surface recombination velocity by improved IQE-analysis*" in *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2000 in Anchorage, USA: p. 311-4
66. Isenberg, J., O. Bartels, and W. Warta. "*Separation of bulk diffusion length and rear surface recombination velocity in SR-LBIC mappings*" in *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2002 in New Orleans, Louisiana, USA: p. 328-31
67. Baur, C., Dissertation, "*Entwicklung und Charakterisierung von III-V Weltraumsolarzellen*", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2008
68. Hohl-Ebinger, J., Persönliche Mitteilung
69. Kray, D., J. Dicker, A. Leimenstoll, S.W. Glunz, and G. Willeke. "*20% efficient flexible silicon solar cells*" in *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2001 in Munich, Germany: p. 1600-3
70. Schultz, O., S.W. Glunz, and G.P. Willeke, "*Multicrystalline Silicon Solar Cells Exceeding 20 % Efficiency*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2004. **12**(7): p. 553-8.
71. Zhao, J., A. Wang, and M.A. Green, "*24.5% Efficiency silicon PERT cells on MCZ substrates and 24.7% efficiency PERL cells on FZ substrates*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 1999. **7**(6): p. 471-4.
72. van Kerschaver, E., S. De Wolf, and J. Szlufcik. "*Metallisation wrap through from cell concept to high performance back contact module*" in *12 th International PVSEC*. 2001 in Jeju, Korea: p. 809-10

73. Gee, J.M., W.K. Schubert, and P.A. Basore. "Emitter wrap-through solar cell" in *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1993 in Louisville, Kentucky, USA: p. 265-70
74. Geerligs, L.J. and D. Macdonald, "Base doping and recombination activity of impurities in crystalline silicon solar cells", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2004. **12**(4): p. 309-16.
75. Schroder, D.K. and D.L. Meier, "Solar cell contact resistance - a review", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1984. **ED-31**(5): p. 637-47.
76. Cuevas, A., G. Giroult-Matlakowski, P.A. Basore, C. DuBois, and R.R. King. "Extraction of the surface recombination velocity of passivated phosphorus-doped silicon emitters" in *Proceedings of the 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion- WCPEC*. 1994 in Waikoloa, Hawaii, USA: p. 1446-9
77. Cuevas, A., M. Stuckings, J. Lau, and M. Petracic. "The recombination velocity of boron diffused silicon surfaces" in *Proceedings of the 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 1997 in Barcelona, Spain: p. 2416-9
78. Aberle, A.G., "Crystalline silicon solar cells: advanced surface passivation and analysis of crystalline silicon solar cells". 1999, Sydney, Australia.
79. Dicker, J., J.O. Schumacher, W. Warta, and S.W. Glunz, "Analysis of one-sun monocrystalline rear-contacted silicon solar cells with efficiencies of 22.1%", *Journal of Applied Physics*, 2002. **91**(7): p. 4335-43.
80. Ghannam, M.Y. "A new n^+pn^+ structure with back side floating junction for high efficiency silicon solar cells" in *Proceedings of the 22nd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1991 in Las Vegas, Nevada, USA: p. 284--9
81. Gruenbaum, P.E., R.R. King, and R.M. Swanson, "Photoinjected hot-electron damage in silicon point-contact solar cells", *Journal of Applied Physics*, 1989. **66**(12): p. 6110-4.
82. Sah, C.T., F.A. Lindholm, and J.G. Fossum, "A high-low junction emitter structure for improving silicon solar cell efficiency", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1978. **25**(1): p. 66-7.
83. Lindholm, F.A., A. Neugroschel, S.C. Pao, J.G. Fossum, and C.T. Sah. "Design considerations for silicon HLE solar cells" in *Proceedings of the 13th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1978 in Washington DC, USA: p. 1300-5
84. Dai, X.M. and Y.H. Tang, "A simple general analytical solution for the quantum efficiency of front-surface-field solar cells", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 1996. **43**: p. 363-76.
85. Donolato, C., "A reciprocity theorem for charge collection", *Applied Physics Letters*, 1985. **46**(3): p. 270-2.
86. Green, M.A., "Generalized relationship between dark carrier distribution and photocarrier collection in solar cells", *Journal of Applied Physics*, 1997. **81**(1): p. 268-71.

87. Donolato, C., "An alternative proof of the generalized reciprocity theorem for charge collection ", Journal of Applied Physics, 1989. **66**(9): p. 4524-5.
88. Rau, U. and R. Brendel, "The detailed balance principle and the reciprocity theorem between photocarrier collection and dark carrier distribution in solar cells", Journal of Applied Physics, 1998. **84**(11): p. 6412-18.
89. Hermle, M., F. Granek, O. Schultz, and S.W. Glunz, "Analyzing the effects of front-surface fields on back-junction silicon solar cells using the charge-collection probability and the reciprocity theorem", Journal of Applied Physics, 2008. **103**(054507): p. 054507/1-7.
90. Kane, D.E., R.A. Sinton, J.Y. Gan, and R.M. Swanson. "Physical parameters of highly injected silicon in the modeling of concentrator solar cells" in *Proceedings of the 21st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1990 in Kissimmee, Florida, USA: p. 437-41
91. Kerr, M.J., J. Schmid, and A. Cuevas, "Surface recombination velocity of phosphorus-diffused silicon solar cell emitters passivated with plasma enhanced chemical vapor deposited silicon nitride and thermal silicon oxide", Journal of Applied Physics, 2001. **89**(7): p. 3821.
92. Granek, F., C. Reichel, M. Hermle, D.M. Huljic, O. Schultz, and S.W. Glunz. "Front surface passivation of n-type high-efficiency back-junction silicon solar cells using front surface field" in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference 2007* in Milan, Italy: p. 1454-7
93. Warta, W., J. Sutter, B.F. Wagner, and R. Schindler. "Impact of diffusion length distributions on the performance of mc-silicon solar cells" in *Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 1998 in Vienna, Austria: p. 1650-3
94. Swanson, R.M., "Point-contact solar cells: modeling and experiment", Solar Cells, 1986. **17**(1): p. 85-118.
95. Swanson, R.M. and R.A. Sinton. "Point contact silicon solar cells" in *Proceedings of the 7th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 1986 in Sevilla, Spain: p. 742-8
96. Roth, T., Diplomarbeit, "Charakterisierung von rückseitig kontaktierten Silizium-Konzentratorsolarzellen", Fakultät für Mathematik und Physik, Albert Ludwigs Universität Freiburg, 2004
97. Goetzberger, A., B. Voß, and J. Knobloch, "Sonnenenergie: Photovoltaik". 1994, Stuttgart: Teubner Studienbücher Physik.
98. Linear Technology, "SwitcherCAD III / LT-Spice Manual".
99. Grote, D., M. Kasemann, M. Hermle, and W. Warta. "Analysing lateral inhomogeneities of silicon solar cells using a quasi 3d circuit simulation tool based on spice" in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference 2007* in Milan, Italy: p. 305-9

100. Green, M.A., "Solar cells: operating principles, technology and system applications". 1986, Kensington: UNSW.
101. Sinton, R.A., Y. Kwark, J.Y. Gan, and R.M. Swanson, "27.5-percent silicon concentrator solar cells", IEEE Electron Device Letters, 1986. **EDL-7**(10): p. 567-9.
102. Mohr, A., Dissertation, "Silicon Concentrator Cells in a Two-Stage Photovoltaic System with a Concentration Factor of 300x", Fakultät für Angewandte Wissenschaft, Albert Ludwigs Universität Freiburg, 2005
103. Guo, J.H., P.E. Cousins, and J.E. Cotter, "Investigations of parasitic shunt resistance in n-type buried contact solar cells", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2005. **14**(2): p. 95-105.
104. Verlinden, P., R.A. Sinton, and R.M. Swanson, "High efficiency large area back contact concentrator solar cells with a multilevel interconnection", International Journal of Solar Energy, 1988. **6**(6): p. 347-66.
105. Verlinden, P., R.M. Swanson, R.A. Sinton, and D.E. Kane. "Multilevel metallization for large area point-contact solar cells" in *Proceedings of the 20th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1988 in Las Vegas, Nevada, USA: p.
106. King, R.R., D.C. Law, K.M. Edmondson, C.M. Fetzer, G.S. Kinsey, H. Yoon, R.A. Sherif, and N.H. Karam, "40% efficient metamorphic GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells", Applied Physics Letters, 2007. **90**: p. 183516-1 -3.
107. Yamaguchi, M., T. Takamoto, and K. Araki, "Super high-efficiency multi-junction and concentrator solar cells", Solar Energy Materials and Solar Cells, 2006. **90**(18-19): p. 3068-77.
108. Friedman, D.J., S.R. Kurtz, K.A. Bertness, A.E. Kibbler, C. Kramer, J.M. Olson, D.L. King, B.R. Hansen, and J.K. Snyder, "30.2% efficient GaInP/GaAs monolithic two-terminal tandem concentrator cell", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 1995. **3**(1): p. 47-50.
109. Bett, A.W., F. Dimroth, G. Lange, M. Meusel, R. Beckert, M. Hein, S. van Riesen, and U. Schubert. "30 % Monolithic Tandem Concentrator Solar Cells for Concentrations exceeding 1000 Suns" in *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 2000 in Anchorage, Alaska, USA: p. 961-964
110. Esaki, L., "New phenomenon in narrow Germanium p-n junction", Physical Review, 1958. **109**: p. 603.
111. Guter, W. and A.W. Bett, "I-V Characterization of Tunnel Diodes and Multijunction Solar Cells", IEEE Transactions on Electron Devices, 2006. **53**(9): p. 2216-22.
112. Kane, E.O., "Theory of Tunneling", Journal of Applied Physics, 1961. **32**(1): p. 83-91.
113. Gehring, A., Dissertation, "Simulation of Tunneling in Semiconductor Devices ", Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik Technische Universität Wien, 2003

114. Hurkx, G.A.M., D.B.M. Klaassen, and M.P.G. Knuvers, "*A new recombination model for device simulation including tunneling*", IEEE Transactions on Electron Devices, 1992. **39**(2): p. 331-8.
115. Herrmann, M. and A. Schenk, "*Field and high-temperature dependence of the long term charge loss in erasable programmable read only memories: Measurement and modelin*", Journal of Applied Physics, 1995. **77**(9): p. 4522- 40.
116. Jiang, C., E.C. Cho, M.A. Green, and G. Conibeer, "*Resonant tunneling through defects in an insulator: Modeling and solar cell applications*", Journal of Applied Physics, 2004. **96**(9): p. 5006- 12.
117. Schenk, A., "*Rigorous theory and simplified model of the band-to-band tunneling in silicon*", Solid-State Electronics, 1993. **36**(1): p. 19-34.
118. Jeong, M.K., P.M. Solomon, S.E. Laux, H.S.P. Wong, and D. Chidambarao. "*Comparison of raised and Schottky source/drain MOSFETs using a novel tunneling contact model*" in *International Electron Devices Meeting*. 1998 in San Fransisco, California, USA: p. 733-6
119. Guter, W., Diplomarbeit, "*Tunneldioden und deren Bandstruktur in III-V Mehrfachsolarzellen*", Fakultät für Mathematik und Physik, Albert Ludwigs Universität Freiburg, 2005
120. Takamoto, T., M. Yumaguchi, E. Ikeda, T. Agui, H. Kurita, and M. Al Jassim, "*Mechanism of Zn and Si diffusion from a highly doped tunnel junction for InGaP/GaAs tandem solar cells*", Journal of Applied Physics, 1999. **85**(3): p. 1481-6.
121. Kojima, N., M. Okamoto, S.J. Taylor, M.J. Yang, T. Takamoto, M. Yamaguchi, K. Takahashi, and T. Unno, "*Analysis of impurity diffusion from tunnel diodes and optimization for operation in tandem cells*", Solar Energy Materials and Solar Cells, 1998. **50**(1-4): p. 237-42.
122. Galiana, B., I. Rey Stolle, M. Baudrit, I. Garcia, and C. Algora, "*A comparative study of BSF layers for GaAs-based single-junction or multijunction concentrator solar cells*", Semiconductor Science and Technology, 2006. **21**(10): p. 1387-92.
123. Burdick, J. and T. Glatfelter, "*Spectral Response and I-V Measurements of Tandem Amorphous-Silicon Alloy Solar Cells*", Solar Cells, 1986. **18**: p. 301-314.
124. Meusel, M., C. Baur, G. Letay, A.W. Bett, W. Warta, and E. Fernandez, "*Spectral response measurements of monolithic GaInP/Ga(In)As/Ge triple-junction solar cells: measurement artifacts and their explanation*", Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2003. **11**(8): p. 499-514.
125. Siefer, G., 2008, Persönliche Mitteilung
126. Letay, G., M. Bresselge, and A.W. Bett. "*Calculating the Generation Function of III-V Solar Cells*" in *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*. 2003 in Osaka, Japan: p. 741-744

127. Wohlgenuth, J.H., D.W. Cunningham, A.M. Nguyen, and J. Miller. "Long Term Reliability of PV Modules" in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2005 in Barcelona, Spain: p. 1942-6
128. Lai, S.T., B.D. Nener, L. Faraone, A.G. Nassibian, and M.A.C. Hotchkis, "Characterization of deep-level defects in GaAs irradiated by 1 MeV electrons", *Journal of Applied Physics*, 1993. **73**(2): p. 640-7.
129. Granata, J.E., J.H. Ermer, P. Hebert, M. Haddad, R.R. King, D.D. Krut, J. Lovelady, M.S. Gillanders, N.H. Karam, and B.T. Cavicchi. "Triple-junction GaInP/GaAs/Ge solar cells-production status, qualification results and operational benefits" in *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2000 in Anchorage, Alaska, USA: p.
130. Meusel, M., Dissertation, "Entwicklung von III-V Mehrfach-Solarzellen für die Anwendung im Weltraum", Fakultät für Physik, Universität Konstanz, 2008
131. Sotoodeh, M., A.H. Khalid, and A.A. Rezazadeh, "Empirical low-field mobility model for III-V compounds applicable in device simulation codes", *Journal of Applied Physics*, 2000. **87**(6): p. 2890-900.
132. Yamaguchi, M., T. Takamoto, A. Khan, E. Ikeda, T. Agui, and H. Kurita. "Approaches for Improving Radiation-Tolerance InGaP/GaAs Tandem Solar Cells" in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000 in Glasgow, UK: p. 959-962

Veröffentlichungen

Veröffentlichungen in rezensierten Zeitschriften

Granek F., Hermle M., Glunz S.W.

„Analysis of the current linearity at low illumination of high-efficiency back-junction back-contact silicon solar cells“

Physica status solidi (RRL) – **2**, No.4, p.1-3 (2008)

Philipps S. P., Hermle M., Létay G., Dimroth F., George B. M, Bett A.W.

„Calibrated numerical model of a GaInP-GaAs dual-junction solar cell“

Physica status solidi (RRL) – **2**, No.4, p.166-168 (2008)

Jandieri K., Baranovski S.D., Rubel O., Stolz W., Gebhard F., Guter W., Hermle, M., Bett A.W.

"Resonant electron tunneling through defects in tunnel diodes".

Journal of Applied Physics 2008 (akzeptiert)

Kirchartz T., Rau U., Hermle M., Bett A.W., Helbig A., Werner J.

"Internal voltages in GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells determined by electroluminescence measurements".

Applied Physics Letters, **92**, 123502 (2008)

Jandieri K., Baranovski S.D., Rubel O., Stolz W., Gebhard F., Guter W., Hermle, M., Bett A.W.

"Resonant tunneling as a dominant transport mechanism in n-GaAs/p-GaAs tunnel diodes".

Applied Physics Letters, **92**, 243504 (2008)

Hermle, M., Létay G., Philipps S.P., Bett A.W.

"Numerical Simulation of Tunnel Diodes for Multi-junction Solar Cells".

Progress in Photovoltaics: Research and Applications, **16**, Issue 5, :p. 409-418 (2008)

Hermle M., Granek F., Schultz O., Glunz S.W.

"Analyzing the effects of front-surface fields on back-junction silicon solar cells using the charge-collection probability and the reciprocity theorem".

Journal of Applied Physics, **103**, 054507 (2008)

Granek F., Hermle M., Huljić D.M., Schultz O., Glunz S.W.

"Enhanced Lateral Current Transport via the Front Surface Field of n-Type High Efficiency Back-Junction Back-Contact Silicon Solar Cells".

Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2008 (im Druck)

Schultz O., Mette A., Hermle M., Glunz S.W.

"Thermal oxidation for crystalline silicon solar cells exceeding 19% efficiency applying industrial process technology".

Progress in Photovoltaics: Research and Applications, **16**, Issue 4, :p. 317-324 (2008)

Kray, D., Hermle M., Glunz S.W.

"Theory and experiment on the back side reflectance of silicon wafer solar cells".

Progress in Photovoltaics: Research and Applications, **16**, Issue 1, :p. 1-15 (2008)

Baur C., Hermle M., Dimroth F., Bett A.W.

"Effects of Optical Coupling in III-V Multilayer Systems".

Applied Physics Letters, **90**, 192109 (2007)

Kasemann, M., Schubert M.C., The M., Köber M., Hermle M., Warta W.

"Comparison of Luminescence Imaging and Illuminated Lock-In Thermography on Silicon Solar Cells".

Applied Physics Letters, **89**, 224102 (2006)

Létay, G., Hermle M., Bett A.W.

"Simulating Single-junction GaAs Solar Cells Including Photon Recycling".

Progress in Photovoltaics: Research and Applications, **14**, Issue 8, :p. 683-696 (2006)

Veröffentlichungen bei internationalen Konferenzen

Granek F., Hermle M., Reichel C., Benick J., Schultz O., Glunz S.W.

„High efficiency back-junction back-contact silicon solar cells research at Fraunhofer ISE“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Grote D., Hermle M., Spitz M., Kasemann M., Rein S.C., Warta W.

„Analyzing the Effects of Laterally Varying Emitter Sheet Resistances on Solar Cell Results Using Different Simulation Techniques“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Kasemann M., Kwapil W., Walter B., Giesecke J., Michl B., The M., Wagner J.M., Bauer J., Schütt A., Carstensen J., Kluska S., Granek F., Kampwerth H., Gundel P., Schubert M.C., Bardos R.A., Föll H., Nagel H., Würfel P., Trupke T., Breitenstein O., Hermle M., Warta W., Glunz S.W.

„Progress in Silicon Solar Cell Characterisation with Infrared Imaging Methods“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Kluska S., Granek F., Reichel C., Hermle M., Schultz O., Glunz S.W.

„Loss analysis of high-efficiency back-contact back-junction silicon solar cells“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Kirchhartz T., Rau U., Hermle M., Bett A.W., Helbig A.

„Internal voltages in GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells determined by electroluminescence measurements“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Winter S., Ortel B., Sperling A., Hohl-Ebinger J., Hermle M., Warta W.

„Non-linearity of solar cells due to non-linear effects within the surrounding area of the active cell“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Schmiga C., Hermle M., Glunz S.W.

„Towards 20% Efficient n-type Silicon Solar Cells with Screen-Printed Aluminum-Alloyed Rear Emitter“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Philipps S.P., Hermle M., Létay G., Guter W., George B.W., Dimroth F., Bett A.W.

„Numerical simulation and modeling of III-V multi-junction solar cells“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Philipps S.P., Stetter D., Hoheisel R., Hermle M., Dimroth F., Bett A.W.

„Characterization and numerical modeling of the temperature-dependent behavior of GaAs solar cells“

Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain

Taylor S., Baur C., Torunski T., Khorenko V., Strobl G., Campesato R., Hoheisel R., Hermle M., Dimroth F., Stetter D., Dettlaff K., Bourgoïn J., Makham S.

„Performance of European Triple-Junction Solar Cells for Deep Space Missions“

Proceedings of the 8th European Space Power Conference, 2008 Konstanz, Germany

Hermle M., Philipps S.P., Létay G., Bett A.W.

"Numerical Simulation of Tunnel Diodes and Multi-Junction Solar Cells".

Proceedings of the 33st IEEE Photovoltaic Specialists Conference. 2008. San Diego, California, USA.

Hermle M., Granek F., Schultz O., Glunz S.W.

"Shading Effects in Back-Junction Back-Contacted Silicon Solar Cells".

Proceedings of the 33st IEEE Photovoltaic Specialists Conference. 2008. San Diego, California, USA.

Granek F., Hermle M., Reichel C., Grohe A., Schultz O., Glunz S.W.

"Positive Effects of Front Surface Field in High Efficiency Back-Junction Back-Contacted Silicon Solar Cells".

Proceedings of the 33st IEEE Photovoltaic Specialists Conference. 2008. San Diego, California, USA.

Meusel, M., Kern R., Khorenko V., Köstler W., LaRoche G., Torunski T., Zimmermann W., Strobl G., Guter W., Hermle M., Hoheisel R., Siefer G., Welser E., Dimroth F., Bett A.W., Geens W., Baur C., Taylor S., Hey G.

"Development and Production of European III-V Multi-Junction Solar Cells".

Proceedings of the 22th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2007. Milano, Italy

Grote, D., Kasemann M., Hermle M., Warta W.

"Analysing Lateral Inhomogeneities of Silicon Solar Cells Using a Quasi 3D Circuit Simulation Tool Based on Spice".

Proceedings of the 22th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2007. Milano, Italy

Granek, F., Reichel C., Hermle M., Huljić D.M., Schultz O., Glunz S.W., Warta W.

"Front Surface Passivation of n-type High-Efficiency Back-Junction Silicon Solar Cells Using Front Surface Field".

Proceedings of the 22th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2007. Milano, Italy

Mack, B., Hermle M., Philipps S.P., Bett A.W.

"Simulation of the Tunnelling Current in Heavily Doped pn-Junctions".

Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2006. Dresden, Germany.

Köber, M., Hermle M., Isenberg J., Kasemann M., Cárdenes H., Warta W.

"Analysis of the Effects Caused by Parameter Inhomogeneity with a 2D Modelling Tool Based on Circuit Simulation".

Proceedings of the 21th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2006. Dresden, Germany.

Huljić, D.M., Zerres T., Mohr A., Maydell K.v., Petter K., Müller J.W., Feist H., Harder N.-P., Engelhart P., Brendemühl T., Grischke R., Meyer R., Brendel R., Granek F., Grohe A., Hermle M., Schultz O., Glunz S.W.

"Development of a 21% Back-Contact Monocrystalline Silicon Solar Cell for Large Scale Production".

Proceedings of the 21th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2006. Dresden, Germany.

Granek, F., Hermle M., Fleischhauer B., Grohe A., Schultz O., Glunz S.W., Willeke G.

"Optimisation of Laser-Fired Aluminum Emitters for High-Efficiency n-Type Si Solar Cells".

Proceedings of the 21th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2006. Dresden, Germany.

Fernandez, J., Dimroth F., Oliva E., Hermle M., Bett A.W.

"Back-surface Optimization of Germanium TPV Cells".

Proceedings of the 7th World Conference on Thermophotovoltaic Generation of Electricity. 2006. El Escorial, Spain.

Mohr, A., Roth T., Hermle M., Glunz S.W.

"Rear-line-contacted silicon concentrator cells on highly and lightly doped substrates".

Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference. 2005. Orlando, Florida, USA.

Meusel, M., Baur C., Guter W., Hermle M., Dimroth F., Bett A.W., Bergunde T., Dietrich R., Kern R., Köstler W., Nell M., Zimmermann W., LaRoche G., Strobl G., Taylor S., Signorini C., Hey G.

"Development Status of European Multi-Junction Space Solar Cells with High Radiation Hardness".

Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2005. Barcelona, Spain.

Hermle, M., Schneiderlöchner E., Grupp G., Glunz S.W.

"Comprehensive Comparison of Rear Side Contacting Techniques Using High - Efficiency Cell Structures".

Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2005. Barcelona, Spain.

Hermle, M., Léty G., Mack B., Bett A.W.

"Simulation of Single Junction GaAs Solar Cells Considering Optical Coupling".

Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2005. Barcelona, Spain.

Glunz, S.W., Grohe A., Hermle M., Hofmann M., Janz S., Roth T., Schultz O., Vetter M., Martin I., Ferré R., Bermejo S., Wolke W., Warta W., Preu R., Willeke G.

"Comparison of different dielectric passivation layers for application in industrially feasible high-efficiency crystalline silicon solar cells".

Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2005. Barcelona, Spain.

Mohr, A., Hermle M., Roth T., Glunz S.W.

"Influence of grid finger and busbar structure on the performance of rear-line-contacted silicon concentrator cells".

Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2004. Paris, France.

Glunz, S.W., Schneiderlöchner E., Kray D., Grohe A., Hermle M., Kampwerth H., Preu R., Willeke G.

"Laser-fired contact solar cells on p- and n-type substrates".

Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2004. Paris, France.

Hermle, M., Dicker J., Warta W., Glunz S.W., Willeke G.

"Analysis of edge recombination for high-efficiency solar cells at low illumination densities".

Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. 2003. Osaka, Japan.

Grohe, A., Schneiderlöchner E., Hermle M., Preu R., Glunz S.W., Willeke G.W., Walz S.

"Characterization of laser-fired contacts processed on wafers with different resistivities".

Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. 2003. Osaka, Japan.

Glunz, S.W., Grohe A., Hermle M., Schneiderlöchner E., Dicker J., Preu R., Mäckel H., Macdonald D., Cuevas A.

"Analysis of laser-fired local back surface fields using n^+/np^+ cell structures".

Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. 2003. Osaka, Japan.

Bruton, T.M., Mason N.B., Roberts S., Nast-Hartley O., Gledhill S., Fernandez J., Russell R., Willeke G., Warta W., Glunz S.W., Hermle M., Schultz O.

"Towards 20% efficient silicon solar cells manufactured at 60 MWp per annum".

Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. 2003. Osaka, Japan.

Glunz, S.W., Dicker J., Esterle M., Hermle M., Isenberg J., Kamerewerd F.J., Knobloch J., Kray D., Leimenstoll A., Lutz F., Oßwald D., Preu R., Schäffer E., Schetter C., Schmidhuber H., Schmidt H., Steuder M., Vorgrimler C., Willeke G.

"High-efficiency silicon solar cells for low-illumination applications".

Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference. 2002. New Orleans, Louisiana, USA.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei:

Herrn **Prof. Dr. Gerhard Willeke** für die Vergabe und die Betreuung dieser Arbeit,

Frau **Prof. Dr. Elke Scheer** für die Übernahme des Zweitreferates,

Herrn **Dr. Wilhelm Warta** für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die ermöglichte wissenschaftliche Freiheit und die notwendige Unterstützung,

Herrn **Dr. Andreas W. Bett** für die sehr gute Betreuung der III-V-Themen und die zahlreichen anregenden Ideen und Vorschläge,

Herrn **Dr. Stefan W. Glunz** für seine nicht zu versiegen scheinende Quelle an neuen spannenden Themen, für viele hilfreiche Diskussionen und seinen Enthusiasmus,

den Herren **Dr. Oliver Schulz-Wittmann**, **Dr. Andreas Mohr** und **Filip Granek**, für die sehr fruchtbare und unterhaltsame Zusammenarbeit bei der Untersuchung der Rückseitenkontakt-Solarzellen. Des Weiteren dem gesamten Quebec-Team für die vielen spannenden Projekttreffen und Diskussionen,

den Herren **Wolfgang Guter** sowie **Prof. Dr. Sergei Baranovski** und **Dr. Kakha Jandieri** von der Universität Marburg für die vielen erhellenden Diskussionen über Esaki-Tunneldioden,

den Herren **Matthias Meusel** und **Dr. Carsten Baur** für die sehr erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Entwicklung der strahlungsstabilen Dreifachsolarzelle,

den Herren **Dr. Martin Schubert** und **Stephan Riepe** für unzählige erhellende Diskussionen über Ladungsträgerlebensdauern und deren Messmethoden,

den Herren **Jochen Hohl-Ebinger** und **Gerald Siefer** für die vielen hilfreichen Diskussionen über „richtiges“ und genaues Messen von Solarzellen,

Herrn **Dr. Gergö Létay** für seine stete Hilfsbereitschaft, die Beantwortung unzähliger Fragen zu seinen TCL-Scripten und die vielen sehr lehrreichen Diskussionen über die numerische Simulation von Solarzellen,

Herrn **Simon Philipps** für die gute Zusammenarbeit bei der Simulation der Tandemsolarzelle und das sehr konstruktive Korrekturlesen vieler Teile dieser Arbeit,

Frau **Elisabeth Schäffer** für unzählige Messungen und ihr unersetzliches Wissen über die Organisationsabläufe am Fraunhofer ISE,

Außerdem zu Dank verpflichtet bin ich:

Dr. Frank Dimroth, Dr. Jochen Dicker, Volker Epting, Hubertus von Fürstenberg, Daniela Grote, Jan Chrisoph Goldschmidt, Raymond Hoheisel, Dr. Jörg Isenberg, Martin Kasemann, Mariana Köber, Dr. Daniel Kray, Marc Rüdiger, Thomas Roth, Jonas Schön, Christian Schmiga, Daniel Spinner, Daniel Stetter, Dr. Pauline Voisin und allen anderen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Abteilungen SEC, MST und PTQ für die gute Zusammenarbeit und die schöne Zeit am ISE.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Steffi und meiner kleinen Pia, die mir die Kraft und die Motivation für das Gelingen dieser Arbeit gegeben haben.