

Der Einfluss von Kristalldefekten und Zellstrukturen auf die Dunkelkennlinie von Siliziumsolarzellen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

der

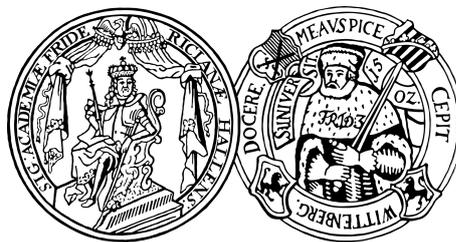
Naturwissenschaftlichen Fakultät II
Chemie, Physik und Mathematik

der Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg

vorgelegt von

Herr Sven Reißland

geb. am 1. Mai 1986 in Wolfen



Gutachter:

PD Dr. Otwin Breitenstein (Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik)

Prof. Dr. Roland Scheer (Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg)

Prof. Dr. Giso Hahn (Universität Konstanz)

Verteidigt in Halle (Saale) am 17. Juli 2014

Für eine grüne Zukunft unserer Kinder.

*“Mehr als die Vergangenheit interessiert mich die Zukunft,
denn in ihr gedenke ich zu leben.“*

Albert Einstein
(1879–1955)

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Die Siliziumsolarzelle	3
2.2	Rekombinationsmechanismen in Halbleitern	4
2.2.1	Strahlende Band-Band-Rekombination	5
2.2.2	Auger-Rekombination	5
2.2.3	Störstellenrekombination nach Shockley-Read-Hall	5
2.2.4	Effektive Ladungsträgerlebensdauer	9
2.3	Zwei-Dioden-Modell	9
2.4	Elektrische Durchbruchmechanismen	10
2.5	Messmethoden und Experimentelles	11
2.5.1	Lock-in Thermografie	11
2.5.2	Lumineszenzmethoden	19
2.5.3	Rasterelektronenmikroskopie	21
2.5.4	Defektätzen zur Bestimmung der Defektdichte	22
2.5.5	Messung lichtstrahlinduzierter Ströme	22
3	Berücksichtigung des verteilten Serienwiderstandes in globalen Strom-Spannungs-Kennlinien	23
3.1	Das Phänomen des verteilten Serienwiderstandes	23
3.2	Interpretation der lokalen Serienwiderstandsverteilung	24
3.3	Simulation des Stromflusses in Solarzellen	26
3.3.1	1-dimensionales Modell	27
3.3.2	Analytische Lösung des Niedrigstromfalles	27
3.3.3	Numerische Lösung im Hochstromfall	28
3.4	Messung realer Solarzellen	33
3.4.1	Auswertung des Serienwiderstandsprofils aus Elektrolumineszenz- messungen	33
3.4.2	Anwendung auf die gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien	34
3.4.3	Umsetzung in die Software «2-Diode Fit» der RWTH Aachen	39
4	Auswertung von Elektrolumineszenzaufnahmen mit injektionslevelabhängiger Ladungsträgerlebensdauer	41
4.1	Beschreibung der Kennlinien mit injektionslevelabhängiger Ladungsträger- lebensdauer	41
4.2	Auswertung der Elektrolumineszenzbilder	42
4.3	Anwendung auf eine multikristalline Solarzelle	44

5	Untersuchung herstellungsbedingter Ursachen lokaler Rekombination	47
5.1	Einfluss von Rissen auf die lokale Kennlinie von Solarzellen	47
5.1.1	Künstliche Erzeugung von Rissen in Solarzellen	47
5.1.2	Elektrolumineszenz-Verhältnis-Methode	48
5.1.3	Lokale Kennlinienanalyse mittels «Local I-V»	50
5.1.4	Vergleich der lokalen und globalen Kennlinienparameter	53
5.1.5	Anwendbarkeit der beiden Methoden	54
5.2	Prozessinduzierte Rekombination in Hocheffizienz-Solarzellen aus multikristallinem Silizium	54
5.2.1	Probenauswahl und Prozessbeschreibung	55
5.2.2	Auswirkungen des Hocheffizienz-Prozesses an ausgedehnten Strukturdefekten	55
5.2.3	Einfluss einer fehlerhaften Lasertexturierung	61
5.3	Einfluss der Metallisierung auf die Rekombination	63
5.3.1	Materialauswahl und Probenpräparation	64
5.3.2	Messung lokaler Dunkelströme	64
5.3.3	Rekombination am Rückseitenbusbar	65
5.3.4	Rekombination am Vorderseitenbusbar	67
5.3.5	Auswirkungen der lokalen Rekombination auf die Effizienz	71
6	Materialinduzierte Rekombination in multikristallinem Silizium	73
6.1	Rekombinationsaktive Strukturdefekte in multikristallinem Silizium	73
6.1.1	Typen elektrisch aktiver Kristalldefekte	73
6.1.2	Lokale Rekombinationsaktivität der Defekttypen A und B	76
6.1.3	Wirkung auf den lokalen und globalen Wirkungsgrad	79
6.2	Hochauflösende DLIT-Untersuchungen rekombinationsaktiver Korngrenzen	82
6.2.1	Experimentelle Details	82
6.2.2	Auswertung von DLIT-Profilen mit einem Modell nach Lax	87
6.2.3	Vergleichende Analyse einer ausgewählten Korngrenze	90
6.2.4	Rekombinationsgeschwindigkeiten an Korngrenzen einer industriellen Solarzelle	97
7	Zusammenfassung und Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	i
	Abbildungsverzeichnis	xi
	Tabellenverzeichnis	xiii
	Verzeichnis verwendeter Abkürzungen, Formelzeichen, Konstanten und Indizes	xv
	Eidesstattliche Erklärung	xix
	Curriculum Vitae	xxi
	Wissenschaftliche Publikationen	xxiii
	Danksagung	xxv

1 Motivation

Die nachhaltige Energieversorgung mit regenerativen Energien, die politisch seit der Jahrtausendwende forciert wird, basiert auf der Umwandlung von Wasser- und Windkraft, der solaren Strahlung und Erdwärme sowie nachwachsender Rohstoffe in Wärmeenergie und elektrische Energie. Die Photovoltaik spielt dabei durch die direkte Bereitstellung von elektrischem Strom eine wichtige Rolle. Ihr Anteil des in Deutschland aus erneuerbaren Energien generierten Stromes stieg im Jahr 2012 auf 18,5 % an und zeigt die Bedeutung dieser relativ jungen Form der Energieumwandlung [BMU13]. Um in der Konkurrenz mit den anderen erneuerbaren Energieformen bestehen zu können, ist eine stetige Entwicklung zu höheren Wirkungsgraden notwendig, die im Wesentlichen durch ein detailliertes Verständnis der Solarzellen erreicht wird.

Seit der Entdeckung des photoelektrischen Effektes durch Alexandre E. Becquerel im Jahre 1839 und der ersten kristallinen Siliziumsolarzelle mit einem Wirkungsgrad von 4 % im Jahre 1954 [CFP54] hat die Entwicklung der Solarzellen bedeutende Fortschritte gemacht, welche die Nutzung zur Stromversorgung ermöglicht haben. Heutzutage werden dafür bevorzugt Solarzellen aus multikristallinem Silizium genutzt. In den letzten beiden Jahrzehnten hat sich gezeigt, dass zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens solcher Solarzellen die Vorstellung einer großflächigen homogenen Photodiode nicht ausreichend ist, sondern dass lokale Phänomene einen erheblichen Einfluss auf deren Leistungsfähigkeit haben. Für detaillierte Untersuchungen solcher Effekte werden etwa seit dem Jahr 2000 kamerabasierte Verfahren eingesetzt, welche die Darstellung verschiedener Eigenschaften des Materials oder der fertigen Solarzelle ermöglichen. Eine dieser Methoden ist die Lock-in Thermografie, bei der die lokale Erwärmung der Solarzelle infolge lokaler Stromflüsse detektiert wird. Diese werden durch die Rekombination von Ladungsträgern an verschiedenen Defekten und durch ohmsche Strömflüsse, sogenannte Shunts, hervorgerufen. Seit dem Jahr 2005 ermöglichen lumineszenzbasierte Methoden zusätzliche Informationen, beispielsweise die lokale Ladungsträgerlebensdauer, zu ermitteln, wobei sich beide Methoden ergänzen [BBB⁺11a]. Aufgrund der Detektion der lokal umgesetzten elektrischen Leistung bietet die Lock-in Thermografie einen direkten Zugang zur lokalen Kennlinienanalyse. Im Jahr 2010 hat Breitenstein einen entsprechenden Algorithmus entwickelt, der die lokale Separation des Diffusionsstromes, des Rekombinationsstromes innerhalb der Raumladungszone und des ohmschen Parallelstromes ermöglicht, wie sie im Zwei-Dioden-Modell beschrieben werden [Bre11].

Die Analyse solcher lokaler Kennlinienparameter erfolgte für diese Arbeit im Rahmen des vom Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU) geförderten Verbundprojektes SolarWinS (Förderzeichen 0325270C). Die Aufgabe unserer Arbeitsgruppe in diesem Projekt war die Untersuchung des Einflusses von Kristalldefekten und Zellstrukturen auf die Dunkelkennlinie, woraus sich das Thema dieser Arbeit ergab.

Die Anwendungsmöglichkeiten des Separationsalgorithmus, der inzwischen unter der Bezeichnung «Local I–V» kommerziell verfügbar ist, erstrecken sich von der Detektion von Produktionsfehlern bis zur Analyse des Einflusses rekombinationsaktiver Kristalldefekte über verschiedene Bereiche, die anhand von mehreren Beispielen in dieser Arbeit dargestellt

werden. Dabei ist zu beachten, dass nicht nur lokale Rekombinationsphänomene eine Abweichung der globalen Kennlinie vom Modell einer 1-dimensionalen Diode verursachen, sondern dass bereits die laterale Ausdehnung der heute üblicherweise $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ großen Solarzellen Serienwiderstandseffekte hervorruft, die bisher in der Auswertung von Kennlinien unberücksichtigt geblieben sind. Nachdem im zweiten Kapitel die physikalischen Grundlagen dargelegt werden, wird daher im dritten Kapitel zunächst der Effekt des verteilten Serienwiderstandes auf die globale Strom-Spannungs-Kennlinie untersucht, der auch in nominell homogenen Solarzellen auftritt. Es wird dabei gezeigt, dass durch die Einführung eines stromdichteabhängigen Serienwiderstandes in das klassische Zwei-Dioden-Modell dessen verteilter Charakter in der globalen Kennlinie beschrieben werden kann.

Im vierten Kapitel der Arbeit wird kurz auf die Auswertung von Elektrolumineszenzbildern eingegangen. Diese werden im Rahmen der Arbeit genutzt, um die lokale Spannung am p-n-Übergang unabhängig von der Lock-in Thermografiemessung zu bestimmen. Die bisher verfügbare Auswertung ist dabei auf den Fall einer konstanten Lebensdauer der Minoritätsladungsträger beschränkt und wird im vierten Kapitel auf den Fall einer injektionsabhängigen Lebensdauer erweitert. Eine solche Abhängigkeit kann in multikristallinen Solarzellen auftreten und muss zur korrekten Bestimmung der lokalen Spannung berücksichtigt werden.

Der Hauptteil der in dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen wird im fünften und sechsten Kapitel durch die Anwendung des «Local I-V»-Algorithmus zur Untersuchung lokaler Rekombinationsphänomene vorgestellt. In Zusammenarbeit mit verschiedenen Forschungsinstituten wurden sowohl produktionsbedingte als auch materialspezifische Problematiken analysiert. Im ersten Abschnitt des fünften Kapitels wird dabei der Einfluss von makroskopischen Rissen in der Solarzelle gezeigt, die beispielsweise durch unsachgemäßen Transport entstehen können. Die Ursachen weiterer prozessinduzierter Fehler, die bei der Herstellung von Hocheffizienz-Solarzellen am Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal (ISFH) auftraten, konnten durch lokale Separation der Dunkelstromanteile aufgedeckt werden und sind im zweiten Abschnitt des Kapitels dargestellt. Hierdurch waren eine entsprechende Anpassung der Prozessschritte und die zukünftige Vermeidung der beschriebenen Probleme möglich. Ein dritter Abschnitt zeigt die Möglichkeiten der «Local I-V»-Untersuchungen zur Bestimmung der Rekombination, welche durch die Vorder- und Rückseitenmetallisierung von Industriesolarzellen hervorgerufen wird.

Da darüber hinaus in multikristallinen Solarzellen eine Vielzahl verschiedener rekombinationsaktiver Kristalldefekte auftritt, werden diese im sechsten Kapitel untersucht. Zunächst wird dabei die Wirkung verschiedener Defekttypen auf den lokalen und globalen Wirkungsgrad dokumentiert, die bisher nur anhand des flächenmäßigen Anteils solcher Defekte in der Solarzelle [BLK⁺11] oder anhand von Miniatursolarzellen [Lau13] abgeschätzt werden konnte. In einem zweiten Abschnitt wird eine Methodik vorgestellt, die es ermöglicht, mit Hilfe der Lock-in Thermografie rekombinationsaktive Korngrenzen zu untersuchen und deren effektive Rekombinationsgeschwindigkeit zu bestimmen. Dies war bislang nur über die Messung lichtstrahl- oder elektronenstrahlinduzierter Ströme möglich.

Parallel zu den Untersuchungen dieser Arbeit wurde die «Local I-V»-Methodik von Breitenstein weiterentwickelt, die nun zusätzlich auch eine Simulation der lokalen Hellkennlinien und Wirkungsgrade ermöglicht [Bre12]. Es wurden von verschiedenen Gruppen Anstrengungen unternommen, eine solche lokale Effizienzanalyse auf der Grundlage von Photolumineszenzmessungen [BSKG13] oder CELLO-Messungen [BCSW13] vorzunehmen, die jedoch teilweise noch erhebliche Differenzen zur hier verwendeten Methodik zeigen.

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zugrundeliegenden Sachverhalte zur Wirkungsweise von kristallinen Siliziumsolarzellen eingeführt, die zum allgemeinen Verständnis der nachfolgenden Kapitel als notwendig erachtet werden. Die darin untersuchten lokalen Kennlinienparameter sind im Wesentlichen auf verschiedene Rekombinationspfade zurückzuführen, für deren Verständnis zunächst der typische Aufbau einer Solarzelle und die bekannten Rekombinationsmechanismen beschrieben werden. Anschließend werden die genutzten Untersuchungsmethoden Lock-in Thermografie, verschiedene Lumineszenzabbildungen, Rasterelektronenmikroskopie, das Defektätzen und die Messung lichtstrahlinduzierter Ströme erläutert.

2.1 Die Siliziumsolarzelle

Die Solarzellen, die für diese Arbeit untersucht wurden, sind aus 150–350 μm dicken Siliziumscheiben (Wafer) hergestellt worden, die schwach mit Bor¹ dotiert sind. Sie sind der derzeit am meisten verbreitete Typ von Solarzellen [EPI13], und das detaillierte Verständnis ihrer lokalen Rekombinationspfade ist von Interesse, um die Entwicklung leistungsfähiger Produkte voranzutreiben. Im Nachfolgenden wird kurz der Aufbau einer typischen industriell hergestellten Siliziumsolarzelle beschrieben. Zur detaillierten Funktionsweise der Solarzellen sei aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die einschlägige Literatur verwiesen, die auch einen Einblick in weitere Solarzellenkonzepte bietet (z.B. [Gre82][GVK97][Wür00]). Eine spezielle Betrachtung der nichtidealen Eigenschaften industriell gefertigter Solarzellen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, findet sich in dem Buchkapitel von Breitenstein [Bre13].

Der Grundaufbau einer Siliziumsolarzelle entspricht dem Prinzip einer großflächigen Photodiode, die lichtinduzierte Ladungsträger trennt. Der dafür notwendige p-n-Übergang wird auf dem p-dotierten Wafer mittels Eindiffusion von Phosphor realisiert und befindet sich in einer Tiefe von rund 300 nm unter der Oberfläche. Er grenzt dabei den Emitter von der Basis ab. Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen ist, bildet sich eine Raumladungszone zwischen den beiden Gebieten, welche die Ladungsträgertrennung ermöglicht.

Die separierten Elektronen und Löcher werden dann jeweils am Vorderseiten- bzw. am Rückseitenkontakt abgegriffen. Diese Kontakte werden im industriellen Maßstab oft mittels Siebdruckverfahren hergestellt und bilden auf der Vorderseite ein H-förmiges Gitternetz, während auf der Rückseite eine vollflächige Metallisierung erfolgt. Für die Verringerung der an einem solchen Metall-Halbleiter-Kontakt auftretenden Rekombination sind zwei wesentliche Konzepte des Rückseitenkontaktes zu unterscheiden, welche auch in den hier untersuchten Proben Anwendung finden. Zunächst gibt es den vollflächigen Kontakt mittels Aluminiumpasten, die durch Einlegierung von Aluminiumatomen in das Silizium eine

¹ Es existieren auch Solarzellenkonzepte, die auf n-dotiertem Material basieren. Solche Proben wurden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht untersucht.

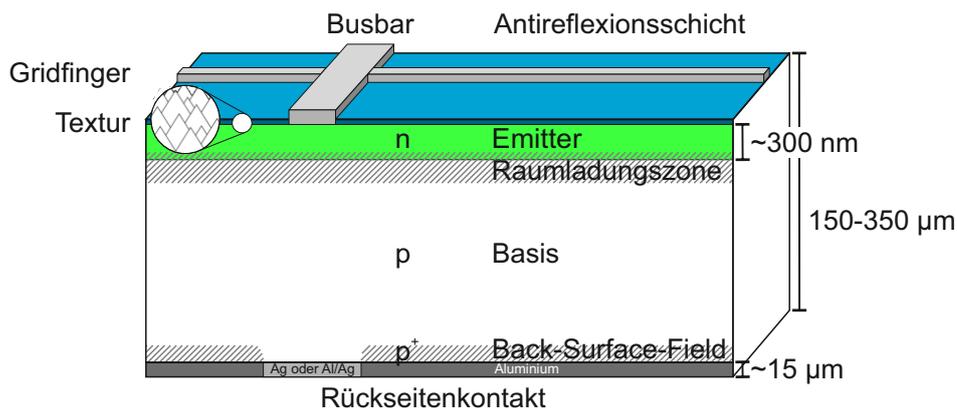


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer industriellen p-Typ Solarzelle mit ganzflächigem Aluminium-Back-Surface-Field. Man beachte die verringerte bzw. fehlende Feldeffektpassivierung unter dem silberhaltigen Rückseitenbusbar.

Dotierung bewirken. Dadurch bildet sich ein elektrisches Feld aus, das eine Feldeffektpassivierung des Kontaktes bewirkt. Hierfür wird allgemein der Begriff Back-Surface-Field (BSF) verwendet. Ein zweites Konzept ist die dielektrische Rückseitenpassivierung. Hierbei wird in den Bereichen zwischen lokalen, zumeist punktförmigen, Kontakten ein Dielektrikum (z. B. SiO_2 , SiN_x , Al_2O_3) aufgebracht, welches die Oberflächenzustände absättigt. Zusätzlich erfolgt auch hier eine Feldeffektpassivierung.

Um eine effektive Einkopplung des einfallenden Lichtes in den Halbleiter zu gewährleisten, ist die Vorderseite der Solarzelle texturiert und mit einer Antireflexionsschicht (engl. *anti reflection coating* – ARC) versehen. In Abbildung 2.1 ist diese Textur in Form von zufällig verteilten Pyramiden schematisch angedeutet. Eine solche Struktur bildet sich durch Ätzprozesse mit einer alkalischen Lösung aus, die beim Ätzen $\{111\}$ -Kristallflächen zurücklässt [BCHL79] und zumeist auf monokristallinen Solarzellen genutzt wird. Für multikristallines Material wird hingegen zumeist eine sogenannte Isotextur verwendet, die auf einer sauren Ätzlösung basiert und nicht von der Kristallorientierung beeinflusst wird. Die Antireflexionsschicht aus amorphem SiN_x passiviert gleichzeitig die Vorderseite der Solarzelle, da sie oft sehr wasserstoffreich ist.

2.2 Rekombinationsmechanismen in Halbleitern

Das thermische Gleichgewicht der Elektronenkonzentration n und der Löcherkonzentration p wird in ungestörten Halbleitern durch die Prozesse der thermischen Generation G_{th} und Rekombination R_e stets aufrechterhalten: $np = n_i^2$ (n_i – Intrinsische Ladungsträgerkonzentration). Eine Störung dieses Zustandes, zum Beispiel durch zusätzliche Ladungsträger aus dem inneren photoelektrischen Effekt, bewirkt verstärkte Rekombinationsmechanismen, die eine Wiederherstellung des Gleichgewichts forcieren.

Man unterscheidet dabei zwischen intrinsischen und extrinsischen Mechanismen. Bei der intrinsischen Rekombination rekombinieren die Elektronen aus dem Leitungsband direkt mit Löchern aus dem Valenzband. Die hierdurch freigesetzte Energie kann in Form von Licht nach außen abgegeben werden (strahlende Rekombination) oder direkt an ein drittes Teilchen übertragen werden (Auger-Rekombination). Im Falle der extrinsischen Rekombination sind zusätzlich Zustände innerhalb der Bandlücke beteiligt. Für tiefer gehende Details

zu den nachfolgend vorgestellten Rekombinationsmechanismen sei auf das Lehrbuch von Sze und Ng [SN07] verwiesen.

2.2.1 Strahlende Band-Band-Rekombination

Die strahlende Rekombination ist der inverse Prozess zum inneren photoelektrischen Effekt, denn sie beschreibt, wie ein Elektron aus dem Leitungsband mit einem Loch im Valenzband rekombiniert und gleichzeitig ein Photon mit einer Energie emittiert wird, die dem Bandabstand entspricht. Silizium ist ein indirekter Halbleiter, so dass für diesen Prozess ein zusätzliches Phonon notwendig ist, um die Impulserhaltung zu erfüllen. Dies senkt die Wahrscheinlichkeit des Prozesses stark ab. Da die entsprechende Rekombinationsrate R_{st} direkt von der Konzentration der Elektronen $n = n_0 + \Delta n$ und der Löcher $p = p_0 + \Delta p$ abhängt, ergibt sich im Falle der Niedriginjektion ($\Delta n \ll n_0 + p_0$) eine Nettoübertragungsrate U_{st} , welche direkt proportional zur Überschussladungsträgerdichte Δn und dem Rekombinationskoeffizienten B ist.

$$U_{\text{st}} = R_{\text{st}} - G_{\text{th}} = Bnp - Bn_i^2 \xrightarrow[\Delta n = \Delta p]{\Delta n \ll n_0 + p_0} B(n_i^2 + (n_0 + p_0)\Delta n - n_i^2) = B(n_0 + p_0)\Delta n \quad (2.1)$$

Die thermische Generation G_{th} steht hier wiederum der Rekombinationsrate R_{st} entgegen.

2.2.2 Auger-Rekombination

Die Auger-Rekombination ist ein nicht-strahlender Rekombinationsmechanismus, bei dem die frei werdende Energie der Band-Band-Rekombination an ein weiteres Elektron oder Loch abgegeben wird. Dieses regt seinen Zustand erhöhter kinetischer Energie über den Prozess der Thermalisierung wieder ab. Da hierbei drei Teilchen beteiligt sind (Elektron-Elektron-Loch bzw. Elektron-Loch-Loch), ist die Rekombinationsrate abhängig von den Konzentrationen aller drei beteiligten Teilchen und die Nettoübertragungsrate U_{Auger} lautet:

$$U_{\text{Auger}} = (C_p p + C_n n)(np - n_i^2) \quad (2.2)$$

mit den Augerkoeffizienten C_p und C_n für den zugehörigen Drei-Teilchen-Prozess. Es lässt sich anhand der ersten beiden Terme gut erkennen, dass dieser Prozess erst signifikant wird, wenn mindestens eine der beiden Ladungsträgersorten in sehr großer Anzahl vorhanden ist. Somit gewinnt dieser Mechanismus erst bei Dotierstoffkonzentration $N_A > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ signifikanten Einfluss [GVK97, S. 50]. Er kann jedoch im Falle der Hochinjektion mit einer Ladungsträgerdichte $n > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ auch bei weitaus geringer dotierten Solarzellen zum dominanten Rekombinationsmechanismus werden. Im Zuge der in dieser Arbeit verwendeten Methoden und Zellen wird der Fall der Hochinjektion nicht erreicht.

2.2.3 Störstellenrekombination nach Shockley-Read-Hall

Der signifikanteste Anteil der Rekombination in kristallinen Siliziumsolarzellen geschieht an Störstellen in der Bandlücke, die durch Fremdstoffe und Kristalldefekte verursacht werden. Dieser Prozess wurde erstmals von Shockley, Read und Hall beschrieben [SR52][Hal52] und ist daher auch unter der Bezeichnung Shockley-Read-Hall (SRH) Rekombination bekannt. Sah *et al.* [SNS57] übertrugen die Erkenntnisse auf die Generations- und Rekombinationsvorgänge in p-n-Übergängen.

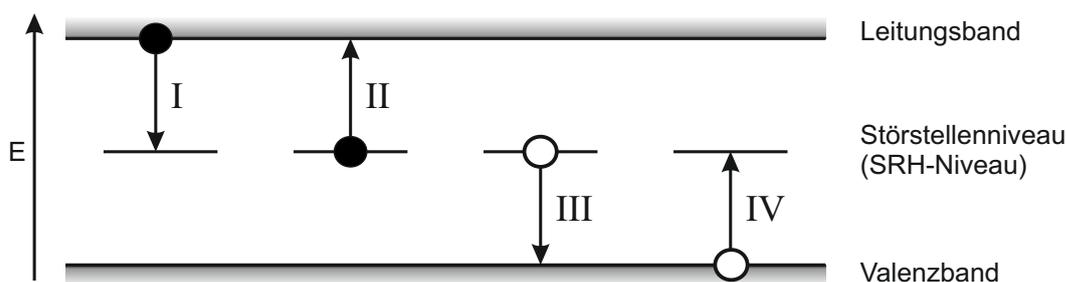


Abbildung 2.2: Rekombination über Störstellen nach Shockley und Read [SR52]

Rekombination über Störstellen im Volumen

Eine separierte Störstelle kann innerhalb der Bandlücke eines Halbleiters über die in Abbildung 2.2 dargestellten vier Prozesse mit den Ladungsträgern wechselwirken:

- (I) Einfang eines Elektrons aus dem Leitungsband.
- (II) Emission eines Elektrons in das Leitungsband.
- (III) Emission eines Lochs in das Valenzband.
- (IV) Einfang eines Lochs aus dem Valenzband.

Nach der SRH-Theorie [SR52][Hal52] ergibt sich damit als Nettoübertragungsrate U_{SRH} folgender Ausdruck:

$$U_{\text{SRH}} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{\text{th}} N_{\text{SRH}} (np - p_1 n_1)}{\sigma_n (n + n_1) + \sigma_p (p + p_1)} \quad (2.3)$$

Hierbei beschreiben σ_n und σ_p jeweils den Einfangquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher in das SRH-Niveau, v_{th} ist die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger und N_{SRH} die Dichte der Störstellenniveaus. Ist der Halbleiter nicht entartet², so gilt:

$$n_1 p_1 = n_i^2 \quad (2.4a)$$

$$n_1 = N_L \exp\left(\frac{E_{\text{SRH}} - E_L}{k_B T}\right) \quad p_1 = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_{\text{SRH}}}{k_B T}\right) \quad (2.4b)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B , der Temperatur T sowie N_L und N_V , welche der Anzahl der vorhandenen Zustände im Leitungs- und Valenzband entsprechen. E_L , E_V und E_{SRH} geben die energetischen Lagen des Leitungs- und Valenzbandes bzw. des SRH-Niveaus an, wie es in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Die Gleichung (2.4b) beschreibt somit, dass der Wert n_1 der Anzahl der Elektronen im Leitungsband entspricht, wenn das Fermi-Niveau mit der Energie E_{SRH} übereinstimmt; analog gilt p_1 für die Löcher im Valenzband. Die Vorfaktoren σ_n , σ_p , v_{th} und N_{SRH} , welche unter anderem die Rekombinationseigenschaften der Störstelle definieren, lassen sich zu einer Ladungsträgerlebensdauer τ zusammenfassen, wenn Niedriginjektion vorliegt:

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{\text{th}} N_{\text{SRH}}} \quad \text{bzw.} \quad \tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{\text{th}} N_{\text{SRH}}} \quad (2.5)$$

² Entartung – die Boltzmann-Statistik kann nicht mehr als Näherung der Fermi-Dirac-Statistik zur Beschreibung der besetzten Zustände genutzt werden.

Die Ladungsträgerlebensdauer $\tau = \Delta n/U$ ist somit im Gegensatz zur Band-Band-Rekombination nicht von der Dotierstoffkonzentration (n_0, p_0) abhängig³, sondern von der Dichte der Störstellenniveaus N_{SRH} . In den beiden Gleichungen (2.5) ist dabei angenommen, dass die Störstelle ein Rekombinationspartner sowohl für Elektronen als auch für Löcher ist. In Wirklichkeit bestimmt zusätzlich deren Löcher- bzw. Elektronen-Besetzungsgrad die Lebensdauer von Elektronen bzw. Löchern. Deshalb treten diese Lebensdauern niemals gemeinsam in einem Material auf. Neben der nicht vorhandenen Entartung des Halbleiters liegen der SRH-Theorie weitere Annahmen zugrunde:

- Die energetische Lage des Niveaus ist nicht von der Beladung mit den jeweiligen Ladungsträgern abhängig.
- Die Zeitdauer für den Einfang und die Emission ist klein gegen die Verweildauer der Ladungsträger in der Störstelle.
- Es sind jeweils einzelne Niveaus in der Bandlücke vorhanden, so dass nur die in Abbildung 2.2 dargestellten Einfang- und Emissionsprozesse mit dem Valenz- und dem Leitungsband auftreten und es keine Wechselwirkung zwischen verschiedenen Störstellenniveaus gibt.
- Die Dichte der Störstellen ist klein gegen die Konzentration der Dotierstoffatome.

Die beiden letzten Annahmen können in den betrachteten Proben nicht grundsätzlich vorausgesetzt werden. So verursachen ausgedehnte Defekte vor allem in multikristallinen Solarzellen immer eine Vielzahl von Niveaus innerhalb der Bandlücke und diese können außerdem lokal eine sehr hohe Dichte erreichen. Im Falle von sehr flachen Niveaus ($|E_{\text{SRH}} - E_{\text{V/L}}| \not\gg k_{\text{B}}T$) ist außerdem die Beschreibung der Besetzung mit der Boltzmann-Statistik nicht mehr ausreichend. Dies kann zu Abweichungen zwischen Messergebnissen und theoretischen Vorhersagen führen.

Rekombination über Grenzflächenzustände

Besondere Kristalldefekte im Halbleitergitter sind Grenz- und Oberflächen, die durch fehlende Nachbaratome und adsorbierte Fremdatome eine sehr große Anzahl kontinuierlich verteilter Niveaus innerhalb der Bandlücke erzeugen. In Analogie zur Gleichung (2.3) ergibt sich für die Nettoübertragungsrate an der Oberfläche:

$$U_{\text{Obfl}} = \frac{np - n_i^2}{\frac{n+n_1}{S_{p0}} + \frac{p+p_1}{S_{n0}}} \quad (2.6)$$

Da die Rekombination nun in einer Fläche stattfindet und die Dichte der Störstellenniveaus N_{SRH} je Flächeneinheit (cm^2) definiert wird, ergeben sich als Rekombinationsparameter anstelle der Lebensdauern τ_n und τ_p die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{n0} und S_{p0} , welche die Oberflächenqualität charakterisieren.

$$S_{n0} = \sigma_n v_{\text{th}} \cdot N_{\text{SRH}} \quad (\text{in } \text{cm}^{-2}) \quad \text{bzw.} \quad S_{p0} = \sigma_p v_{\text{th}} \cdot N_{\text{SRH}} \quad (\text{in } \text{cm}^{-2}) \quad (2.7)$$

Solche Oberflächenrekombination tritt besonders stark an den metallisierten Oberflächen auf, welche unter den Kontakten vorhanden sind. Hier können die Ladungsträger direkt über die kontinuierliche Zustandsverteilung des Metalls rekombinieren. Man muss beachten, dass sich die allgemeine Definition der Rekombinationsrate $R_{\text{Obfl}} = \Delta n \cdot S$ auf den Flachbandfall

³ Bei vollständiger Ionisierung der Dotierstoffatome ohne Kompensation gilt: $N_{\text{A}} = p_0$ und $N_{\text{D}} = n_0$.

bezieht, bei dem die Konzentration der Ladungsträger n direkt neben der Grenzfläche unverändert gegenüber dem angrenzenden Volumen ist. Durch Oberflächenladungen kommt es jedoch zu Bandverbiegungen an der Grenzfläche, die es notwendig machen, eine virtuelle Fläche an der Stelle im Bulk zu definieren, wo diese Verbiegung endet. An dieser Stelle wird Δn und eine effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S berechnet [AGW92]. Die Betrachtungen zur Rekombination an Korngrenzen in Abschnitt 6.2 beziehen sich ebenfalls auf eine solche effektive Rekombinationsgeschwindigkeit.

Sättigung von Störstellen

Da für die SRH-Rekombination beide Ladungsträgersorten von der Störstelle eingefangen werden müssen, können die Ladungsträgerlebensdauer τ und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S über die folgenden Gleichungen für p-dotiertes Material bestimmt werden. Hierbei werden die verschiedenen Einfangquerschnitte der Ladungsträger durch die Faktoren $c_n = \sigma_n v_{th}$ und $c_p = \sigma_p v_{th}$ berücksichtigt [RAG94b].

$$\tau_{SRH} = \tau_{n0} \left(1 + \frac{c_n}{c_p} \cdot \frac{\Delta n + n_1}{\Delta n + p_0 + p_1} \right) \quad (2.8a)$$

$$S = S_{n0} \left(1 + \frac{c_n}{c_p} \cdot \frac{\Delta n + n_1}{\Delta n + p_0 + p_1} \right)^{-1} \quad (2.8b)$$

Die Gleichungen (2.8a) und (2.8b) machen deutlich, dass τ_{SRH} und S generell von der Ladungsträgerdichte $n = n_0 + \Delta n$ abhängen. Im Fall gleicher Einfangwahrscheinlichkeiten für Elektronen und Löcher stehen der Störstelle stets genug Ladungsträger beider Spezies zur Verfügung und die Rekombinationsrate ist unabhängig vom Injektionsniveau. Ist jedoch der Einfang der Elektronen viel wahrscheinlicher als der Einfang der Löcher, wie es z. B. von Macdonald und Cuevas [MC00] berichtet wurde, so werden die Störstellen bei genügend hoher Elektronendichte nahezu vollständig mit diesen besetzt sein, aber es wird nur vereinzelte Rekombination mit einem Loch stattfinden. Dadurch wird der Einfang weiterer Elektronen gehemmt, da jede Störstelle nur ein Elektron aufnehmen kann. Die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger steigt demnach mit erhöhter Injektion an, und man spricht von einer Sättigung des Störstellenniveaus. Im Falle der Niedriginjektion ist dieser Effekt kaum wirksam. Die Abhängigkeit der Lebensdauer kann daher in erster Näherung wie folgt beschrieben werden:

$$\tau = \tau_0 + An \quad (2.9)$$

wobei τ_0 die Lebensdauer für sehr geringe Ladungsträgerkonzentrationen ist und die Konstante A von den elektronischen Eigenschaften des Niveaus abhängt. Im Falle hoher Minoritätsladungsträgerkonzentrationen n wird die Lebensdauer direkt proportional zur Ladungsträgerdichte.

Solche Effekte treten auch an ausgedehnten Defekten im Kristall auf. Neben elektronisch aktiven Korngrenzen und anderen ausgedehnten Defekten ist dies auch für oxidierte Rückseiten bekannt. Dort kann infolge der Bandverbiegung eine Limitierung des Löchereinfanges stattfinden [RAG94b], die zu einer Verringerung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mit steigender Ladungsträgerinjektion führt [AGW92]. Ebenso wurde eine injektionsabhängige Lebensdauer infolge der Rekombination über Bor-Sauerstoff-Komplexe festgestellt, die für die lichtinduzierte Degradation von monokristallinen Solarzellen verantwortlich ist, deren Wafer mittels des Czochralski-Prozesses hergestellt wurden. In diesem Fall liegt das Verhältnis τ_{n0}/τ_{p0} zwischen 0,1 und 0,2 [SC99].

2.2.4 Effektive Ladungsträgerlebensdauer

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Rekombinationsmechanismen können alle in Form einer Ladungsträgerlebensdauer $\tau = U/\Delta n$ dargestellt werden. Sind verschiedene Rekombinationspfade parallel aktiv, so wirkt nach außen eine effektive Lebensdauer τ_{eff} :

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{st}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \dots \quad (2.10)$$

2.3 Zwei-Dioden-Modell

Zur Beschreibung der Strom-Spannungs- $(I-V)$ -Kennlinien von Solarzellen wird das Zwei-Dioden-Modell genutzt. Dieses umfasst insgesamt 4 Stromanteile, die verschiedenen Generations- und Verlustmechanismen entsprechen. Um die Parameter verschieden großer Solarzellen vergleichen zu können, wird das Modell zumeist flächennormiert dargestellt:

$$J = -J_{\text{photo}} + \underbrace{J_{01} \left[\exp\left(\frac{eV_{\text{lok}}}{n_1 k_B T}\right) - 1 \right]}_{J_{\text{diff}}} + \underbrace{J_{02} \left[\exp\left(\frac{eV_{\text{lok}}}{n_2 k_B T}\right) - 1 \right]}_{J_{\text{rek}}} + \underbrace{\frac{V_{\text{lok}}}{R_p}}_{J_{\text{shunt}}} \quad (2.11)$$

Hierbei entspricht J der Gesamtstromdichte bei einer lokal anliegenden Spannung V_{lok} . Unter Beleuchtung wird durch die Ladungstrennung eine Stromdichte J_{photo} erzeugt, welche durch die drei Verlustströme J_{diff} , J_{rek} und J_{shunt} reduziert wird. Diese seien im Folgenden kurz erläutert:

Die Diffusionsstromdichte J_{diff} ergibt sich direkt aus der SRH-Rekombination im Emitter, in der Basis und an den Oberflächen der Solarzelle. Im Falle einer injektionsunabhängigen Ladungsträgerlebensdauer hat der Idealitätsfaktor n_1 (nicht zu verwechseln mit einer Ladungsträgerdichte) den Wert 1. Liegt jedoch eine Injektionsabhängigkeit vor, die direkt proportional zu n ist, so ergibt sich ein Idealitätsfaktor $n_1 = 2$. Dies kann durch eine vollständige Sättigung des SRH-Niveaus hervorgerufen werden. Im Falle einer teilweisen Sättigung und/oder der gleichzeitigen Wirksamkeit mehrerer Defektniveaus kann der Idealitätsfaktor zwischen 1 und 2 liegen [MC00].

Die Rekombinationsstromdichte J_{rek} wird durch die Störstellenrekombination innerhalb der Raumladungszone (RLZ) verursacht und ist bei einem einzelnen Niveau in der Mitte der Bandlücke durch einen Idealitätsfaktor $n_2 = 2$ charakterisiert. Ist im Bereich der RLZ eine Vielzahl von Niveaus in der Bandlücke vorhanden, so steigt n_2 auf sehr viel höhere Werte an [SBR⁺11]. Dies ist beispielweise an den Außenrändern der Zelle gegeben, wo der p-n-Übergang die Oberfläche durchstößt.

Die ohmsche Shuntstromdichte J_{shunt} wird durch parasitäre ohmsche Strompfade parallel zum p-n-Übergang verursacht. Diese sind zumeist technologisch bedingt und sollten in „guten“ Solarzellen eine untergeordnete Rolle spielen.

Ein weiterer Verlustmechanismus der Solarzelle ist im Serienwiderstand R_s (ebenfalls flächennormiert in Ωcm^2) verankert. Dieser verringert die lokale Spannung V_{lok} am p-n-Übergang gegenüber der von außen angelegten (Bias-)Spannung V_B wie folgt:

$$V_{\text{lok}} = V_B - J \cdot R_s \quad (2.12)$$

Hierdurch wird Gleichung (2.11) zu einer impliziten Darstellung der Stromdichte J , was die mathematische Behandlung erschwert. Aufgrund ihres flächennormierten Charakters kann diese Gleichung jedoch auch zur Beschreibung lokaler Phänomene genutzt werden. Der lokale Serienwiderstand beschreibt in dieser Darstellung die Abhängigkeit der lokalen Spannung von der lokalen Stromdichte als ob jeder Bereich separat mit den äußeren Kontakten verbunden ist. Diese Vereinfachung ist als Modell unabhängiger Dioden bekannt. Der in Kapitel 3 diskutierte verteilte Charakter des Serienwiderstandes, der aus lateralen Querströmen innerhalb der Solarzelle resultiert, wird dabei nur unzureichend berücksichtigt. Die globale I - V -Kennlinie der gesamten Solarzelle ergibt sich als Summe aller lokalen Stromdichten bei einer angelegten Spannung V_B .

2.4 Elektrische Durchbruchmechanismen

Werden Solarzellen in Sperrrichtung betrieben, so treten zusätzlich zu den Sättigungsströmen der beiden Dioden und dem J_{shunt} aus Gleichung (2.11) verschiedene elektrische Durchbruchmechanismen auf, die beispielsweise von Bothe *et al.* [BRH⁺09] und Breitenstein *et al.* [BBB⁺11b] zusammengefasst wurden. Die klassische Betrachtung reiner p-n-Übergänge in Silizium kennt dabei den Zenerdurchbruch infolge der starken Bandverbiegung [CM57], den thermischen Durchbruch, bei dem zusätzliche Ladungsträger durch thermische Energie generiert werden [TA57], und den Lawinendurchbruch [McK54].

Bei letzterem erreichen die Elektronen durch ein hohes elektrisches Feld in der Raumladungszone so große kinetische Energien, dass sie durch Stoßionisation weitere Ladungsträger generieren können. Je größer die angelegte Sperrspannung ist, desto stärker wird das interne elektrische Feld und desto mehr Ionisationsprozesse finden statt.

Eine typische Siliziumsolarzelle mit einer Basisdotierung um $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sollte nach dieser Betrachtung bei rund -60 V großflächig durch einen Lawinendurchbruch elektrisch durchbrechen [SG66]. Reale Solarzellen weisen jedoch lokal viel geringere Durchbruchspannungen auf, die zusätzlich noch von der Oberflächenbehandlung abhängig sind (siehe Tabelle 2.1). Dies konnte von Bauer *et al.* auf eine verstärkte Krümmung des p-n-Überganges zurückgeführt werden. Sie tritt bei isotexturierten Solarzellen an Ätzgruben auf [BWL⁺09], während in alkalisch texturierten Zellen eine bevorzugte Phosphordiffusion an Kristalldefekten diesen Durchbruch erzeugt [BLB⁺13]. Da alle lokalen Krümmungen in einer Probe ähnliche Geometrien aufweisen, brechen diese Stellen in einem sehr schmalen Spannungsbereich durch, was einen exponentiellen Anstieg der globalen I - V -Kennlinie verursacht.

Zusätzlich treten in realen Solarzellen zwei weitere Typen sogenannter Vordurchbrüche auf: Typ I tritt bereits bei Sperrspannungen kleiner als -8 V auf [KKG⁺09] und korreliert nicht mit rekombinationsaktiven Defekten, die beispielweise mit Lumineszenzmethoden in Vorwärtsrichtung detektiert werden können. Eine Ursache für diesen Mechanismus liegt in

Tabelle 2.1: Durchbruchsspannungen multikristalliner Solarzellen mit unterschiedlicher Oberflächenbehandlung.

Oberflächenbehandlung	Typ I	Typ II Defektinduziert	Typ III Lawinendurchbruch	
Isotextur	$-5 \dots -8 \text{ V}$	$-8,5 \dots -12 \text{ V}$	$< -12,5 \text{ V}$	[KKG ⁺ 09]
Alkalische Textur	$> -12 \text{ V}$	$-12 \dots -16 \text{ V}$	$< -17 \text{ V}$	[LPvWG09]

Aluminiumpartikeln, die sich auf der Oberfläche ablagern und während der Prozessierung einen Tunnelkontakt zwischen Emitter und Basis realisieren [BRRW04].

Bei stärkeren Sperrspannungen wirken die sogenannten defektinduzierten Durchbrüche vom Typ II. Sie korrelieren in ihrer Lage direkt mit rekombinationsaktiven Defekten und werden durch α -FeSi₂-Präzipitate hervorgerufen [KGS⁺09][HBBB13]. Zusammen mit weiteren Defekten innerhalb der Solarzelle brechen diese bei verschiedenen Sperrspannungen elektrisch durch [SHK⁺10], wodurch die resultierende globale I - V -Kennlinie einen moderaten Anstieg zeigt. Nach Bothe *et al.* [BRH⁺09] sind die Charakteristika dieser Durchbrüche durch interne Feldemission in Verbindung mit störstellengestütztem Tunneln oder störstellengestützter Stoßentladung zu erklären, während Breitenstein den Durchbruch des entstehenden Schottky-Überganges mittels *thermionic field emission* als Ursache ansieht [Bre13, S. 53].

2.5 Messmethoden und Experimentelles

2.5.1 Lock-in Thermografie

Ein Großteil der Ergebnisse dieser Arbeit wird mit Hilfe der Lock-in Thermografie (LIT) gewonnen, da über diese Messung die lokal dissipierte Leistung von Solarzellen bestimmt werden kann und somit ein direkter Zugang zu den lokalen elektrischen Parametern gegeben ist. Die Funktionsweise und verschiedene Anwendungsmöglichkeiten der Lock-in Thermografie sind detailliert in dem Buch von Breitenstein *et al.* [BWL10] beschrieben, weshalb hier nur eine kurze Übersicht der wichtigsten Prinzipien und experimenteller Details gegeben wird.

Funktionsweise der Lock-in Thermografie ohne Beleuchtung

Rekombinieren in einer Solarzelle infolge einer von außen angelegten Spannung Ladungsträger, so verursacht die zugehörige Leistungsdissipation eine lokale Erwärmung. Diese kann mit Hilfe einer hochempfindlichen Infrarotkamera detektiert werden. Aufgrund des sehr schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses (SRV) wird zusätzlich ein Lock-in Prinzip genutzt, welches eine frequenzselektive Rauschunterdrückung bereitstellt. Gleichzeitig bewirkt es eine effektive Unterdrückung der thermischen Verbreiterung des Messsignals, die durch die gute thermische Leitfähigkeit des Siliziums hervorgerufen wird.

Bei der Lock-in Thermografie ohne Beleuchtung (engl. *dark lock-in thermography* – DLIT) wird die Solarzelle mit einer Rechteckspannung der Frequenz f_{LIT} angeregt. Hierdurch kommt es zu periodischen Erwärmungen im Bereich der Verlustströme. Durch die Korrelation des zeitdiskreten Messsignals $T_{i,j}$ mit den Korrelationsfaktoren $K_j^{0^\circ}$ und $K_j^{-90^\circ}$ und der Mittelung über eine große Anzahl von Lock-in Perioden M ergeben sich die beiden gemessenen Signalgrößen S^{0° und S^{-90° entsprechend der Gleichungen (2.13a) und (2.13b). Diese enthalten alle Informationen über die durch die periodische Anregung hervorgerufenen Effekte. In Verbindung mit der Kamerafrequenz $f_{\text{Kamera}} = m \cdot f_{\text{LIT}}$ ergibt sich die digitalisierte Lock-in Prozedur wie folgt [BWL10, S. 17ff]:

$$S^{0^\circ} = \frac{1}{mM} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^m K_j^{0^\circ} T_{i,j} = \frac{1}{mM} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^m 2 \sin\left(\frac{2\pi(j-1)}{m}\right) T_{i,j} \quad (2.13a)$$

$$S^{-90^\circ} = \frac{1}{mM} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^m K_j^{-90^\circ} T_{i,j} = \frac{1}{mM} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^m -2 \cos\left(\frac{2\pi(j-1)}{m}\right) T_{i,j} \quad (2.13b)$$

Die Amplitude A und die Phase φ des Messsignals ergeben sich aus [BWL10, S. 19]:

$$A = \sqrt{(S^{0^\circ})^2 + (S^{-90^\circ})^2} \quad (2.14a)$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{-S^{-90^\circ}}{S^{0^\circ}}\right) \quad (-180^\circ \text{ wenn } S^{0^\circ} \text{ negativ ist}) \quad (2.14b)$$

Das genutzte Messsystem «TDL 640 SM» der Firma Thermosensorik GmbH (jetzt DCG Systems GmbH [DCG]) verfügt über eine InSb-Kamera mit einer maximalen Auflösung von 640×512 Pixeln und erreicht in diesem Vollbildbildmodus eine Bildrate von 100 Hz. Das Lock-in Prinzip wird in einer mitgelieferten Software nach den Gleichungen (2.13a) und (2.13b) umgesetzt: Jedes aufgenommene Bild $T_{i,j}(x, y)$ wird pixelweise mit der zugehörigen Korrelationsfunktion $K_{i,j}(x, y)$ multipliziert und aufsummiert. Durch dieses Verfahren werden auch bei Messungen, die über mehrere Stunden dauern, leicht zu verarbeitende Daten generiert. Eine wichtige Funktion ist hierbei die Möglichkeit, den Phasenunterschied, der sich unter anderem aus einer verzögerten Anregung durch das Vier-Quadranten-Netzteil ergibt, einzustellen und somit die Daten nach der Messung phasenkorrekt auszuwerten.

Für eine DLIT-Messung wird die Solarzelle auf einem temperierten Kupfer- oder Messingblock angesaugt und durch Stromschienen mit gefederten Kontaktstiften kontaktiert. Dabei kommt das Prinzip der Vierpunktmessung (vgl. [Sch06a, S. 2]) zum Einsatz, um Messartefakte infolge von Spannungsverlusten zwischen dem Netzteil und der Probe zu vermeiden. Bei einigen Messungen wird zusätzlich eine Folie über die Solarzelle gelegt und ebenfalls angesaugt, wodurch ein besserer thermischer und elektrischer Kontakt gewährleistet ist. Die Kontaktierung der Vorderseitenbusbars geschieht in diesem Fall über schmale Kupferbänder, die zwischen der Folie und der Probe liegen.

Die genaue Temperierung der Probe ist wichtig, um die Kennlinienparameter des Zwei-Dioden-Modells korrekt extrahieren zu können. Allerdings muss beachtet werden, dass durch die Umsetzung der elektrischen Energie und Beleuchtung eine Erwärmung der Zelle stattfindet [RWM13]. Aufgrund der gepulsten Anregung im Dunkeln tritt bei DLIT-Messungen jedoch keine signifikante Erwärmung auf. Derselbe Versuchsaufbau wird jedoch auch für die Kennlinienmessungen mit kontinuierlichem Stromfluss genutzt. Um den hohen Energieeintrag speziell während einer Kennlinienmessung unter Beleuchtung zu kompensieren, wird die Temperatur des Messblockes so erniedrigt, dass die Oberflächentemperatur der Solarzelle weiterhin 25°C beträgt. Dies wird mit einem Infrarotthermometer kontrolliert.

Signal-Rausch-Verhalten des verwendeten LIT-Systems

Das periodische Signal, das durch die Anregung der Solarzelle erzeugt wird, liegt oftmals in einem Temperaturdifferenzbereich, der infolge des Rauschens der genutzten Kamera nicht aufgelöst werden kann. Dieses Rauschen des Detektors wird mit Hilfe einer äquivalenten Temperaturdifferenz (engl. *noise equivalent temperature difference* – NETD) angegeben. Liegt eine statistische Verteilung des Rauschens vor, so sinkt das Rauschlevel mit steigender Messdauer unter Verwendung des Lock-in Prinzips wie folgt [BWL10, S. 41]:

$$\langle A_{\text{Rauschen}} \rangle = \frac{2}{\sqrt{f_{\text{Kamera}} \cdot t_{\text{mess}}}} \text{NETD} \quad (2.15)$$

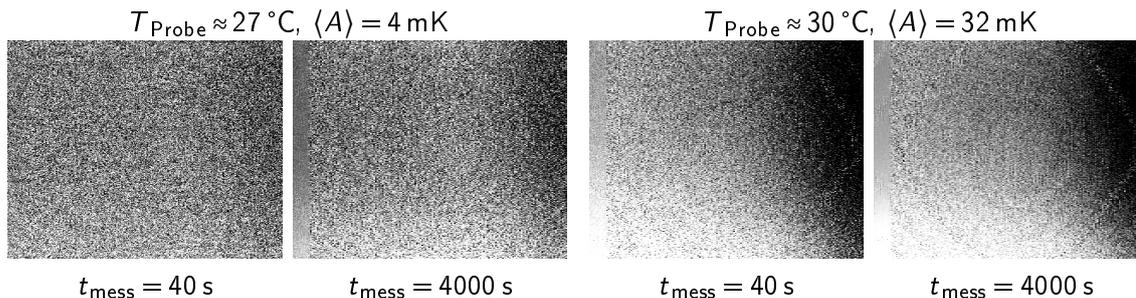


Abbildung 2.3: Amplitudenrauschen bei LIT-Messungen an einem homogenen Testobjekt mit unterschiedlicher Proben temperatur T_{Probe} und Messdauer t_{mess} (Skalierung: $\pm 5\%$ um den Mittelwert $\langle A \rangle$, $f_{\text{LIT}} = 5 \text{ Hz}$).

Zur Prüfung des Signal-Rausch-Verhaltens des genutzten Systems ist ein homogenes Testobjekt vermessen worden. Dieses besteht aus einem dünnen, schwarz lackierten Blech, welches durch eine Rechteckspannung zu joulescher Erwärmung angeregt worden ist. Das Blech befand sich leicht außerhalb der Fokusebene des Systems, um den Einfluss von Oberflächenstrukturen auszuschließen. Abbildung 2.3 zeigt die LIT-Amplitude bei unterschiedlichen Proben temperaturen nach jeweils 40 s und 4000 s. Unabhängig von einer inhomogenen Erwärmung des Testobjektes in diagonaler Richtung von links unten nach rechts oben zeigt sich, dass das Rauschen der Kamera keinesfalls homogen verteilt ist. Es sind zwei Fehler deutlich erkennbar: Zunächst gibt es am linken Bildrand einen 40 Pixel breiten Streifen, der ein deutlich erhöhtes Signal-Rausch-Verhältnis im Vergleich zum Rest des Bildes zeigt. Dieser Bereich folgt dem erwarteten $1/\sqrt{t_{\text{mess}}}$ -Trend, während die Rauschamplitude in den anderen Bildabschnitten schwächer mit der Messzeit zurückgeht. Liegt eine erhöhte Proben temperatur vor, die sich deutlich von der Kalibriertemperatur $T_{\text{kalib}} = 25 \text{ °C}$ unterscheidet, so sind zusätzlich konzentrische Kreise mit einem erniedrigten SRV erkennbar. Das Rauschen im rechten Bildbereich ist dabei von jeweils 4 Pixel breiten horizontalen Strukturen dominiert, wie sie auch in Abbildung 2.4 deutlich zu erkennen sind.

Das zusätzliche Rauschen und die konzentrischen Kreise zeigen sich auch in Topografiebildern, die mit entsprechend langer Integrationszeit aufgenommen werden, so dass die eigentliche Bildaufnahme kritisch zu betrachten ist. Der 40 Pixel breite Streifen tritt unabhängig vom ausgelesenen Teilbild auf, wodurch der Fehler auf den Auslesealgorithmus bzw. die softwareinterne Datenverarbeitung eingegrenzt werden kann. Da LIT-Messungen direkt vom Anstieg des Temperatur-Messsignal-Verhältnisses abhängen, scheint in dessen lokaler Berechnung während der Zweipunktkalibrierung ein Softwarefehler vorzuliegen, der aufgrund der nicht zugänglichen Programmierung des Herstellers nicht näher eingegrenzt oder korrigiert werden kann. Die konzentrischen Kreise werden vermutlich durch Bereiche des InSb-Kristalls mit einer erhöhten Anzahl struktureller Defekte hervorgerufen. Diese Thesen werden dadurch gestützt, dass diese Strukturen auch am linken Bildrand noch schwach erkennbar sind (vgl. Abbildung 2.3).

Diese Probleme sind direkt mit einem weiteren Fehler korreliert, der bei einer inhomogenen Signalverteilung erkennbar ist. Wie in Abbildung 2.4 deutlich wird, zeigen sich im Bild sogenannte Rauschschatten mit schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis genau 40 Pixel neben starken Signalquellen. Diese weisen ebenfalls 4 Pixel breite horizontale Strukturen auf. Eine solche Querverbindung verschiedener Pixel kann beispielsweise auch durch die Konstruktion des Sensors verursacht sein, zu dem jedoch keine weiteren Angaben vorliegen.

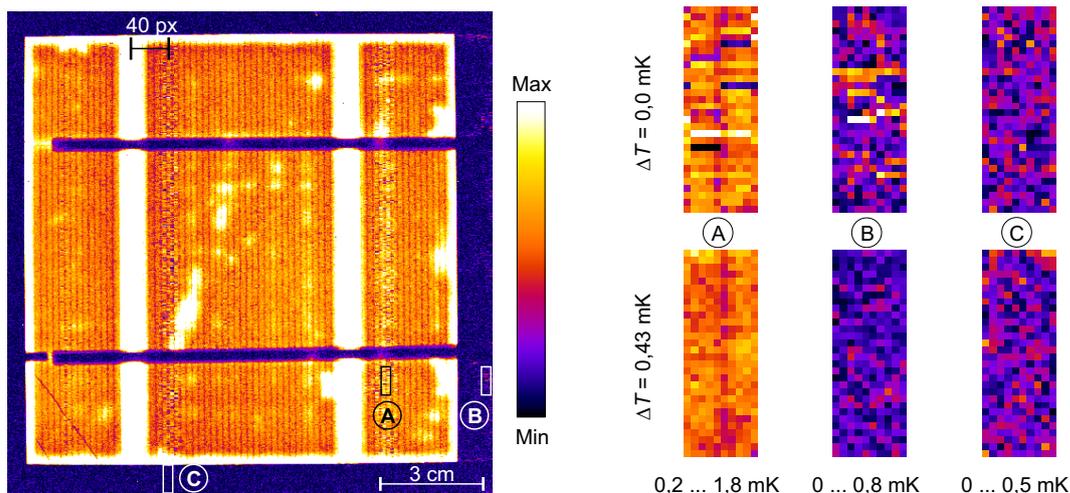


Abbildung 2.4: Einfluss einer Temperaturmodulation auf den Rauschschatten der LIT-Amplitude, der mit einer horizontalen Verschiebung von 40 Pixeln auftritt. Die in der Übersichtsmessung ($\Delta T = 0 \text{ mK}$) markierten Bereiche (A), (B) und (C) sind in der rechten Bildhälfte mit jeweils angepasster Skalierung vergrößert dargestellt.

Temperaturmodulation zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses

Alle bisherigen Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Fehler direkt mit dem Gesamtsignal der Thermografiemessung korreliert ist, weshalb eine Temperaturmodulation der gesamten Probe während der LIT-Messung vorgenommen worden ist. Die Erwartung war, dass sich die Datenfehler bei verschiedenen Temperaturen ausmitteln. Die Temperaturmodulation ist hierbei entsprechend langsam gewählt worden, damit die Lock-in Prozedur nicht beeinflusst wird und direkt hintereinander aufgenommene Bilder ohne signifikanten Fehler miteinander verrechnet werden können. Um dies zu realisieren, wurde mit Hilfe eines periodisch Ein/Aus-geschalteten Tauchsieders die Wassertemperatur zur Temperierung des Messblockes variiert. Je nach verwendeter Frequenz f_{Mod} ergeben sich dabei z. B. die in Abbildung 2.5a gezeigten Temperaturverläufe auf der Probe. Wird der elektrische Tauchsieder mit weniger als 250 W Leistung betrieben, so bildet sich im Bereich von 0,1 K oberhalb der Solltemperatur ein Plateau aus, welches durch die gegenseitige Kompensation der Kühlleistung des Thermostaten und der Heizleistung des Tauchsieders hervorgerufen wird. Trotz des Unterschwingens der Proben temperatur von 0,03 bis 0,07 K zwischen den Heizperioden wächst mit steigender Modulationsamplitude ΔT auch die Abweichung vom eingestellten Temperaturmittelwert $\Delta(T\bar{\theta})$ (vgl. Abbildung 2.5b).

Es zeigt sich, dass durch eine solche Modulation der Proben temperatur das beobachtete „zusätzliche“ Rauschen deutlich verringert werden kann. Abbildung 2.4 stellt hierfür in der rechten Hälfte drei Bereiche einer LIT-Messung nach einer Messzeit von 25 min in vergrößerter Ansicht dar, wobei die jeweils obere Reihe der Messung ohne Temperaturmodulation und die untere Reihe einer Messung mit einer Temperaturmodulation von 0,43 K ($f_{\text{Mod}} = 2 \text{ mHz}$) entspricht. Der Bereich (A) liegt im Rauschschatten des starken vertikalen Signals, während Bereich (B) mit der punktförmigen Quelle am rechten Rand der Probe korreliert. Bereich (C) ist unterhalb der Probe gewählt und wird daher von keinem LIT-Signal beeinflusst.

Betrachtet man die Standardabweichungen der LIT-Signale in diesen Bereichen bezüglich ihrer Abhängigkeit von der Messdauer, so zeigt sich in Abbildung 2.6(a), dass im Bereich (C)

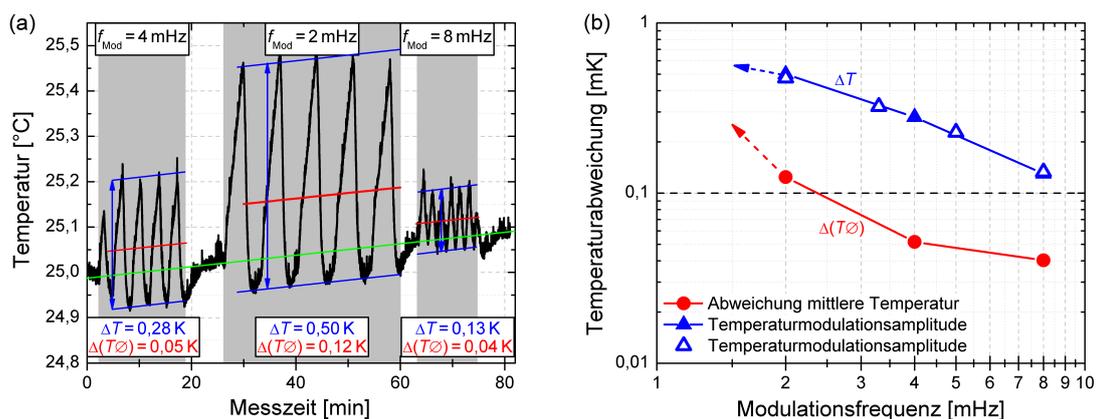


Abbildung 2.5: (a) Temperaturverlauf der Probe beim Heizen des Wasserbades des Thermostaten mit Hilfe eines periodisch geschalteten Tauchsieders und (b) die daraus resultierende Modulationsamplitude ΔT (zwei Messungen) sowie die Abweichung der mittleren Temperatur vom erwarteten Wert $\Delta(T\bar{\cdot})$.

unabhängig von der Temperaturmodulation das nach Gleichung (2.15) erwartete $1/\sqrt{t_{\text{mess}}}$ -Verhalten auftritt. Dieser Trend spiegelt somit das Rauschen der Kamera wieder, welches statistisch verteilt ist. Die Bereiche (A) und (B) hingegen zeigen ein differenziertes Verhalten. Während das Rauschen beider Regionen ohne die Temperaturmodulation bereits nach circa 10 min in einen Sättigungszustand übergeht, kann es mit Hilfe der Temperaturvariation weiter abgesenkt werden. Dabei erreicht eine größere Modulationsamplitude ΔT auch größere Effekte. Durch eine Temperaturmodulation von rund 0,4 K gelingt es, den Rauschschatten moderater Quellen (z. B. im Bereich (B)) nahezu auszulöschen. Da für die quantitativen Auswertungen der DLIT-Messungen eine konstante Temperatur angenommen wird, ist nur eine geringfügige Abweichung der Probestemperatur tolerierbar. Aus diesem Grund wird im Verlauf dieser Arbeit eine Modulationsfrequenz f_{Mod} von 4 mHz genutzt. Auf eine tiefer gehende Interpretation des Rauschverhaltens im Bereich (A) soll hier verzichtet werden, da die Standardabweichung sowohl vom Rauschschatten des vertikalen Signals als auch dem

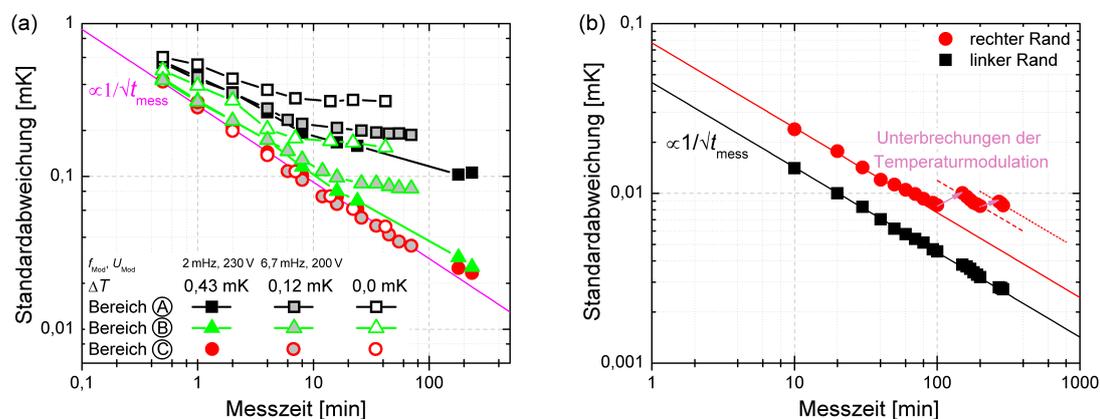


Abbildung 2.6: (a) Verringerung des Rauschens der in Abb. 2.4 markierten Bereiche über der Messzeit bei verschiedenen Temperaturmodulationen und (b) Auswirkung einer Unterbrechung der Temperaturmodulation in Bereichen mit (●) und ohne (■) Einfluss des Rauschschattens.

eventuell inhomogenen LIT-Signal an der Stelle selbst beeinflusst wird. Aber auch hier kann eine Verbesserung des SRV mit steigender Temperaturmodulation gemessen werden.

In einer weiteren Untersuchung wurde festgestellt, dass eine Unterbrechung der Temperaturmodulation einen Wiederanstieg des Rauschlevels bewirken kann. Variiert man analog zur Messung in Abbildung 2.4 die Temperatur einer Probe nahezu rechteckig um 1 K bei einer Periodendauer von 10 min, so folgt die Standardabweichung des linken wie auch des rechten Bildrandes (im Rauschschatten der Probe) dem erwarteten $1/\sqrt{t_{\text{mess}}}$ -Verhalten, wie es in Abbildung 2.6(b) deutlich zu erkennen ist. Das erhöhte Grundrauschen des rechten Randes wird wahrscheinlich durch die zeitweilig konstante Temperatur auf dem Plateau der Modulation hervorgerufen. Unterbricht man nun die Temperaturvariation, so steigt das Rauschen am rechten Bildrand wieder an, um nach erneutem Modulieren wieder dem $1/\sqrt{t_{\text{mess}}}$ -Trend zu folgen, jedoch mit einem erhöhten Niveau. Im Bereich des linken Randes (40 Pixel breite Region) hingegen tritt keine Erhöhung der Standardabweichung infolge der Unterbrechung der Temperaturmodulation auf.

Die Verringerung des Rauschens durch die Temperaturmodulation hat sich als sehr hilfreich erwiesen. Insbesondere die in Abschnitt 6.2 vorgenommene Bildentfaltung wäre ohne diese Maßnahme kaum sinnvoll gewesen.

Ausgleich lateraler Emissivitätsunterschiede von Proben

Für die quantitative Auswertung von DLIT-Messungen ist es notwendig, dass die Probe eine homogene Emissivität aufweist, damit ein direkter Zusammenhang zwischen dem gemessenen LIT-Signal und der lokal dissipierten elektrischen Leistung vorhanden ist. In den untersuchten Proben ist dies beispielsweise im Bereich der Vorderseitenmetallisierung nicht gegeben. Außerdem ist Silizium aufgrund seiner Bandlücke von $1,12 \text{ eV} \approx 1100 \text{ nm}$ im untersuchten Wellenlängenbereich von $3\text{--}5 \mu\text{m}$ nahezu transparent (vgl. [STS78]), weshalb ein Großteil des LIT-Signals am Rückseitenkontakt der Solarzelle generiert wird. Sind hier Inhomogenitäten der Emissivität vorhanden (z. B. durch verschiedene Druckpasten oder Kontaktlöcher), so wirken sich diese auf das Messsignal aus. Für diesen Fall gibt es verschiedene Konzepte, die Emissivität der Probe anzugleichen oder die Messergebnisse rechnerisch zu korrigieren. In den nachfolgenden Kapiteln wurde je nach Anforderung eine der folgenden Methoden verwendet.

Der Emissivitätsangleich einer Probenoberfläche kann mit Hilfe schwarzer Farbe erfolgen, die dünn auf die Probe aufgebracht wird. Diese hat einen sehr guten thermischen Kontakt zur Probe und kann homogen aufgesprüht werden. Aufgrund der geringen Schichtdicke ist die hier verwendete Farbe («B1 - Sprühlack seidenmatt») jedoch nicht vollständig opak im detektierten Wellenlängenbereich, wie in Abbildung 2.7(a) deutlich wird. Hierbei wurde die Transmission des LIT-Signals eines homogenen Testobjektes durch ein Siliziumfenster konstanter Temperatur mit unterschiedlich dicken Farbschichten vermessen. Die Messung wurde sowohl auf der Farboberfläche als auch auf der gegenüberliegenden Siliziumoberfläche durchgeführt, wobei die Wertepaare sehr gut miteinander korrelieren. Ein Fit mit dem Transmissionsgesetz $A/A_0 = \exp(-\alpha d)$ ergibt einen Absorptionskoeffizienten $\alpha \approx 42900 \text{ m}^{-1}$. Das entspricht bei einer typischen Farbschichtdicke von $15 \mu\text{m}$ einer Transmission von 53 % und damit einer Absorption bzw. Emission von 47 %. Somit tritt nur eine teilweise Homogenisierung der Emissivität ein, da rund die Hälfte des eventuell inhomogenen Signals, welches am Rückseitenkontakt generiert wird, durch die Farbschicht hindurchdringt.

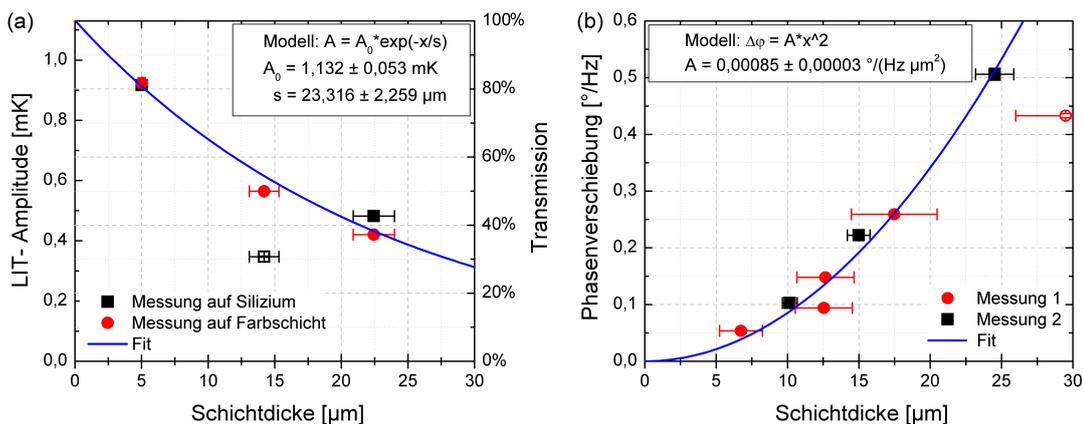


Abbildung 2.7: (a) Transmission einer gepulsten Quelle durch Silizium konstanter Temperatur mit aufgesprühter Farbe unterschiedlicher Dicke und (b) spezifische Phasenverschiebung des LIT-Signals auf einem homogenen Testobjekt mit unterschiedlicher Farbschichtdicke (offene Symbole (□ ○) sind im Fit nicht berücksichtigt).

Gleichzeitig resultiert aus dem thermischen Widerstand der Farbe eine Phasenverschiebung des Messsignals zur Anregung, die bei dicken Farbschichten und hohen Lock-in Frequenzen signifikant werden kann. Bei moderaten Lock-in Frequenzen bis 30 Hz und Schichtdicken bis 15 µm beträgt diese jedoch nur rund 6° und wirkt sich somit nicht maßgeblich aus (vgl. Abbildung 2.7(b)).

Eine weitere Möglichkeit zum Angleichen der Emissivität liegt in der Verwendung einer schwarzen Folie zum Ansaugen der Probe auf den Messblock. Diese ist jedoch ebenfalls teilweise infrarotdurchlässig und erreicht auf der Probe nur einen mäßigen thermischen Kontakt. Speziell im Bereich der aufgedruckten Vorderseitenmetallisierung kommt es zu Luftpneinschlüssen, die einen hohen thermische Übergangswiderstand bewirken und somit die Homogenisierung unterwandern.

Eine mathematische Korrektur relativer Emissivitätsunterschiede auf der Probe kann durch Topografiemessungen des Signals S bei zwei verschiedenen homogenen Temperaturen T_1 und T_2 vorgenommen werden [KWM⁺08]:

$$\epsilon_{\text{rel}}(x, y) = \frac{S(T_2, x, y) - S(T_1, x, y)}{\langle S(T_2, x, y) - S(T_1, x, y) \rangle} \quad (2.16a)$$

$$S_{\text{korrr,rel}}^{0^\circ}(x, y) = \frac{S_{\text{mess}}^{0^\circ}(x, y)}{\epsilon_{\text{rel}}(x, y)} \quad S_{\text{korrr,rel}}^{-90^\circ}(x, y) = \frac{S_{\text{mess}}^{-90^\circ}(x, y)}{\epsilon_{\text{rel}}(x, y)} \quad (2.16b)$$

Die Kenntnis der absoluten Emissivität ist nicht notwendig, da für die Umrechnung der lokalen DLIT-Signale in dissipierte Leistungsdichten nur das relative Verhältnis eines lokalen Signals zum globalen Signal benötigt wird, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird. Somit ist eine relative Emissivitätskorrektur über der Probe ausreichend.

Lokale Bestimmung der Kennlinienparameter

Zur Bestimmung der lokalen I - V -Kennlinien der untersuchten Solarzellen wird der Algorithmus «Local I-V» von Breitenstein [Bre11] genutzt. Dieser fittet über ein iteratives Verfahren die Parameter J_{01} , J_{02} , n_2 und R_p des Zwei-Dioden-Modells nach Gleichung (2.11) aus

insgesamt vier S^{-90° -DLIT-Bildern an. Hierzu wird auf die Tatsache zurückgegriffen, dass in thermisch dünnen Proben⁴ mit homogener Emissivität die S^{-90° -Werte direkt in eine lokale Leistungsdichte $p(x, y)$ umskaliert werden können. Hierzu muss die umgesetzte Leistung $V \cdot I$ und das zugehörige gemittelte S^{-90° -Signal der gesamten Probe $\langle S^{-90^\circ} \rangle$ bekannt sein [BWL10, S. 133f]:

$$p(x, y) = S^{-90^\circ}(x, y) \cdot \frac{V \cdot I}{\langle S^{-90^\circ}(x, y) \rangle A} \quad (2.17)$$

Dabei entspricht A der Gesamtfläche der untersuchten Probe. Die Methode benötigt zur weiteren Umrechnung in lokale Stromdichten $J(x, y)$ das Konzept des lokalen flächenbezogenen Serienwiderstandes $R_s(x, y)$ in Einheiten von Ωcm^2 , welches nach Gleichung (2.12) den Zusammenhang $V_{\text{lok}}(x, y) = V_B - J(x, y) \cdot R_s(x, y)$ beschreibt. Dieser Serienwiderstand kann in dem Algorithmus entweder als homogen angenommen werden oder direkt aus Photo- oder Elektrolumineszenzmessungen gewonnen werden (z. B. [TPBA07][HGK⁺09][GHZ⁺10]).

Das zugrundeliegende Konzept des lokalen Serienwiderstandes berücksichtigt jedoch nicht dessen verteilten Charakter, der besagt, dass für den Spannungsabfall zu einem bestimmten Punkt der Solarzelle alle auf dem Strompfad gelegenen vertikalen Ströme verantwortlich sind. Wie aus Gleichung (2.12) hervorgeht, begrenzt das genutzte Modell die Ursache des Spannungsabfalls auf die vertikale Stromdichte $J(x, y)$ am entsprechenden Ort, als wäre jeder Punkt unabhängig von benachbarten Bereichen über den lokalen Serienwiderstand $R_s(x, y)$ mit den äußeren Kontakten verbunden. Um diesen Nachteil zu umgehen, kann die lokale Spannung auch direkt aus Elektrolumineszenzmessungen mit der Software «EL-Fit» ermittelt werden [BKA⁺10] und in den «Local I-V»-Algorithmus eingespeist werden.

Für das «Local I-V»-Verfahren werden DLIT-Messungen bei drei verschiedenen Vorwärtsspannungen (typischerweise 500 mV, 550 mV und 600 mV) und einer Rückwärtsspannung (z. B. -1 V) durchgeführt. Die Rückwärtsspannung dient zur Ermittlung des lokalen Leitwertes $G_p = 1/R_p$. Die drei weiteren Messungen werden in einem iterativen Verfahren zur Bestimmung der beiden Sättigungsströme J_{01} und J_{02} sowie des Idealitätsfaktors n_2 genutzt. Bei Nutzung eines festgelegten homogenen Idealitätsfaktors $n_2 = 2$ genügen zwei Messungen unterschiedlicher Vorwärtsspannungen. Der Idealitätsfaktor n_1 kann global eingestellt werden und steht nicht als Fitparameter zur Verfügung. Wird die lokale Spannung der Messung mit dem größten Spannungswert vorgegeben, so wird die sogenannte «RESI»-Methode nach Ramspeck *et al.* [RBH⁺07] genutzt, um den lokalen Serienwiderstand zu berechnen. Dieser Serienwiderstand gibt die lokalen Spannungsverhältnisse bei dieser Spannung korrekt wieder und berücksichtigt demnach auch dessen verteilten Charakter korrekt. Dies gilt jedoch nicht an Stellen, an denen signifikante J_{shunt} - oder J_{rek} -Stromanteile fließen, da diese in der «EL-Fit»-Prozedur zur Bestimmung der lokalen Spannung V_{lok} nicht berücksichtigt sind. Für alle weiteren DLIT-Messungen können bei der Auswertung weitere Abweichungen infolge inhomogener Stromdichteverteilungen auftreten, die jedoch aufgrund der geringeren lokalen Stromdichten vernachlässigt werden.

Mit Hilfe der Erweiterung des «Local I-V»-Algorithmus, wie er von Breitenstein [Bre12] beschrieben ist, kann außerdem eine Simulation der Hellkennlinienparameter Leerlaufspannung V_{oc} , Füllfaktor FF , Wirkungsgrad η usw. vorgenommen werden. Hierfür muss zusätzlich die lokale Kurzschlussstromdichte J_{sc} vorgegeben werden. Es besteht dabei die Möglichkeit, die Eigenschaften jedes Pixels unabhängig voneinander zu betrachten. Solche Werte werden im weiteren Verlauf der Arbeit als lokale Wirkungsgradpotentiale bezeichnet, da sie annehmen, dass jeder Punkt an seinem individuellen Punkt maximaler Leistung (engl. *maximum power*

⁴ Bei homogenen Signalen gelten Proben, deren Dicke d klein gegen die thermische Diffusionslänge Λ ist, als thermisch dünn. Eine genauere Betrachtung findet sich in der Dissertation von Straube [Str11, S. 5f].

point – MPP) arbeiten kann. In einer realen Solarzelle sind jedoch alle Regionen über das Grid miteinander verbunden und durch die anliegende Spannung auf einen Arbeitspunkt gezwungen, der nicht mit dem lokalen MPP übereinstimmen muss. Auch diese Situation kann in der Software «Local I–V 2» simuliert werden, woraus die globalen I – V -Kennlinien unter Beleuchtung aus den DLIT-Messungen berechnet werden. Im Zuge dieser Arbeit wird auf die Unterscheidung der Algorithmen zur Berechnung der Dunkelkennlinienparameter und zur Simulation der Hellkennlinienparameter verzichtet, da beide unmittelbar verknüpft sind. Im Folgenden wird daher nur noch die Bezeichnung «Local I–V» verwendet.

2.5.2 Lumineszenzmethoden

Die Strahlung, welche durch die strahlende Rekombination von Ladungsträgern aus einem angeregten Zustand ausgesendet wird, bezeichnet man als Lumineszenz. Je nach Art der Anregung der Überschussladungsträger unterscheidet man verschiedene Formen, z. B. Photolumineszenz (PL) oder Elektrolumineszenz (EL).

Elektrolumineszenz

Bei Elektrolumineszenzmessungen werden Ladungsträger durch das Anlegen einer äußeren Spannung in die Solarzelle injiziert und die emittierte Lumineszenzstrahlung mit einer Silizium-CCD⁵-Kamera aufgenommen. Bei einer angelegten Vorwärtsspannung werden diese bei Erreichen des p-n-Überganges zu Minoritätsladungsträgern und diffundieren in die Basis. Dort rekombinieren sie mit der in Gleichung (2.1) gegebenen Rekombinationsrate. Das Lumineszenzsignal ist demnach direkt von der lokalen Trennung der Quasi-Fermi-Niveaus abhängig, welche die Überschussladungsträgerdichte Δn bestimmt. Direkt unterhalb des p-n-Überganges gilt [Gre82, S. 70]:

$$\Delta n(z = 0) = \frac{n_i^2}{N_A} \left(\exp\left(\frac{eV_{\text{lok}}}{k_B T}\right) - 1 \right) \approx \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(\frac{eV_{\text{lok}}}{k_B T}\right) \quad (2.18)$$

Aus dieser Abhängigkeit von der lokalen Spannung V_{lok} ergibt sich eine große Sensitivität der Elektrolumineszenzbilder für Serienwiderstandseffekte. Mit größer werdendem Abstand zum p-n-Übergang wird Δn kleiner. Unter der Annahme einer unendlich dicken Solarzelle ergibt sich hierbei ein exponentieller Abfall der Überschussladungsträgerdichte mit der Tiefe der Solarzelle z , deren spezifische Länge der Diffusionslänge der Elektronen $L_{\text{diff}} = \sqrt{D_n \cdot \tau}$ entspricht, wobei D_n der Diffusionskoeffizient der Elektronen ist. Diese Tatsache gilt näherungsweise auch dann, wenn die Diffusionslänge der Elektronen viel kleiner als die Dicke d der Solarzelle ist. Ist dies nicht der Fall, so muss auch die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Rückseite S_{hinten} der Solarzelle berücksichtigt werden, wie es z. B. in der Diplomarbeit von Giesecke [Gie08] gezeigt wurde. Das Elektrolumineszenzsignal sättigt demnach für sehr große Diffusionslängen, weil die Ladungsträgerverteilung über der Tiefe nahezu homogen wird. Der gleiche Effekt tritt auch bei PL-Messungen auf, da auch dort die Anregung bei einer Wellenlänge von typischerweise 850 nm vorwiegend an der Oberfläche erfolgt.

Die tatsächlich in Richtung der Kamera emittierte Strahlung wird über das Integral der Ladungsträgerdichte $\Delta n(z)$ über der Dicke der Solarzelle berechnet. Hierbei muss beachtet werden, dass ein Teil der Strahlung beim Durchgang durch das Siliziummaterial wieder reabsorbiert wird. Nach Green und Keevers [GK95] beträgt der Absorptionskoeffizient in intrinsischem Silizium $16,3 \text{ cm}^{-1}$ bei einer Wellenlänge von 1050 nm, was dem Intensitätsmaximum

⁵ *charge-coupled device* – Ladungsgekoppeltes Bauelement

der mit einem Silizium-CCD-Chip detektierten Lumineszenzstrahlung entspricht [FKK⁺07]. Die Absorption an freien Ladungsträgern ist in diesem Wellenlängenbereich vernachlässigbar [STS78]. Die Lumineszenzstrahlung von der Rückseite einer 200 μm dicken Solarzelle erreicht demnach nur zu rund 72 % deren Oberfläche. Beachtet man die jeweiligen Anteile aus allen Tiefen der Solarzelle, so steigt die Gesamtrate des emittierten Lumineszenzlichtes ohne Berücksichtigung der Ladungsträgerverteilung auf über 85 % an. Gleichzeitig können optische Eigenschaften der Oberfläche, wie Reflexion oder Streuung, direkt die Amplitude Φ der emittierten Strahlung beeinflussen. Unter der Annahme einer entsprechend dicken Solarzelle ($d \gg L_{\text{diff}}$) ergibt sich in Niedriginjektion ($\Delta n \ll n_0 + p_0 \approx N_A$) der Zusammenhang:

$$\Phi_{\text{EL}} = C \exp\left(\frac{eV_{\text{lok}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (2.19)$$

Die Konstante C fasst hierbei sowohl die optischen Eigenschaften der Probe als auch die lokalen Rekombinationsparameter zusammen. Nach Fuyuki *et al.* [FKY⁺05] gilt im Fall einer Solarzelle, deren L_{diff} viel kleiner als die Dicke d ist:

$$C(x, y) = \frac{f}{J_{01}(x, y)} \quad (2.20)$$

Hier ist f ein freier (unbekannter) Parameter, der in der Software «EL-Fit» beispielsweise an den mittleren Serienwiderstand, die mittlere Sättigungsstromdichte oder die Leerlaufspannung der Zelle angepasst werden kann. Somit ist es möglich, über die lokale Elektrolumineszenzintensität Aussagen zur lokalen Rekombination außerhalb der Raumladungszone und die lokalen Spannungen zu erhalten. Sie dient daher im fünften und sechsten Kapitel dieser Arbeit zur Verifizierung der gefundenen Dunkelstromverteilungen. Speziell im vierten Kapitel wird die quantitative Auswertung von EL-Aufnahmen noch einmal zusammenfassend dargestellt und auf den Fall einer injektionsabhängigen Lebensdauer ausgeweitet.

Sub-Bandgap-Lumineszenz

Rekombinieren die Ladungsträger über ein Störstellenniveau in der Bandlücke, so wird die Wellenlänge der Lumineszenzstrahlung nicht von der Energiedifferenz zwischen Leitungsbandunterkante und Valenzbandoberkante bestimmt, sondern resultiert aus der Energiedifferenz zwischen dem Leitungsband und dem Störstellenniveau bzw. dem Störstellenniveau und dem Valenzband. Man spricht in diesem Fall von Sub-Bandgap-Lumineszenz. Diese geringere Energie entspricht einer größeren Wellenlänge, die nicht mehr mit den üblichen Siliziumdetektoren gemessen werden kann. Die in den Abschnitten 5.2.2 und 6.1 gezeigten Verteilungen der Sub-Bandgap-Elektrolumineszenz (SubEL) industrieller Solarzellen wurden daher am Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal (ISFH) bzw. am Solar Energy Research Institute of Singapore (SERIS) jeweils mit einer InGaAs-Kamera unter Verwendung spezieller Filter aufgenommen, da deren Messbereich bei Wellenlängen zwischen 0,7 und 2,6 μm liegt.

Sperrlumineszenz

Legt man eine negative Spannung an den p-n-Übergang an, so wird an den Positionen elektrischer Vordurchbrüche eine sogenannte Sperrlumineszenz sichtbar [LPvWG09], die auch in Abschnitt 6.1 gezeigt wird. Sie weist ein breites Spektrum bis Energien über 3 eV auf und ist somit sehr gut mit einer Silizium-Kamera detektierbar [New55][SKCR13]. In Anlehnung an

die Band-Band-Lumineszenz unter Vorwärtsspannung ist die Sperrlumineszenz unter dem Kürzel ReBEL (engl. *reverse-biased electroluminescence*) bekannt. Für die entsprechenden Messungen ist dasselbe Kamerasystem wie für die EL-Messungen in Vorwärtsrichtung angewendet worden, weshalb der sichtbare Anteil des Lichtes mit einem Langpassfilter vor der Kameralinse geblockt wird, obwohl dies nicht zwingend notwendig ist.

Der Mechanismus hinter dieser Lumineszenz konnte von Schneemann *et al.* auf die Intradbandstreuung sogenannter „heißer“ Elektronen oder Löcher zurückgeführt werden [SKCR13]. Da hierzu ein entsprechendes elektrisches Feld notwendig ist, kann im Bereich starker ohmscher Shunts keine Sperrlumineszenz detektiert werden. Bei einigen schwachen ohmschen Shunts, die durch Aluminiumpartikel auf der Oberfläche verursacht werden, konnte dies jedoch beobachtet werden [LPB⁺10]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Methodik zur eindeutigen Identifizierung von Defekttypen im Abschnitt 6.1 genutzt.

Photolumineszenz

Die Anregung der Überschussladungsträger geschieht bei Photolumineszenzmessungen durch Beleuchtung der Probe. Aus diesem Grund ist im Gegensatz zur Elektrolumineszenz kein p-n-Übergang zwingend notwendig und es können auch teilprozessierte Solarzellen kontaktlos auf rekombinationsaktive Defekte hin untersucht werden. Die tiefenabhängige Ladungsträgerdichte hängt dabei sowohl von der Anregungswellenlänge als auch von der Diffusionslänge ab. Ein wesentlicher Unterschied zwischen PL an Wafern und PL an Solarzellen ist, dass die Metallisierung von Solarzellen zu einem Ausgleich lokaler Potentialunterschiede durch horizontale Ausgleichsströme führt, woraus Kontrastunterschiede resultieren können. Um die Lumineszenzstrahlung mit einem Silizium-CCD-Chip detektieren zu können, wird ein spezielles Filtersystem genutzt, das die Primärstrahlung blockt. Die in Abschnitt 6.1 vorgestellten PL-Messungen an teilprozessierten Solarzellen ohne Metallisierung wurden am SERIS mit dem kommerziell erhältlichen PL-System «BT Imaging LIS-R1» durchgeführt. Dieses ermöglicht die Bestimmung der effektiven Lebensdauer über folgenden Zusammenhang [TBSW06]:

$$\Phi_{\text{PL}} = C \cdot N_{\text{A}} \cdot \Delta n \quad \text{sowie} \quad \tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta n}{G} \quad (2.21)$$

Die Kalibrierung der Konstanten C geschieht dabei für Wafer und nicht-metallisierte Zellen über eine quasi-statische Photoleitfähigkeitsmessung nach Sinton *et al.* [SCS96].

2.5.3 Rasterelektronenmikroskopie

Zur Untersuchung von Oberflächenstrukturen mit sehr hoher Ortsauflösung wird in Abschnitt 5.1 die Rasterelektronenmikroskopie (REM) genutzt. Bei dieser Methodik rastert ein fein fokussierter Elektronenstrahl die Probe ab. Die Elektronen werden dazu in einem elektrischen Feld beschleunigt und wechselwirken mit der Oberfläche durch elastische und inelastische Streuprozesse. Die Bildgebung geschieht durch Detektion der Sekundärelektronen bezüglich der Koordinaten des Elektronenstrahls. Da diese eine recht geringe kinetische Energie haben, werden sie stark vom Probenmaterial absorbiert und nur Elektronen aus der Nähe der Oberfläche können den Detektor erreichen. Für Details sei beispielsweise auf das Buch von Schroder [Sch06a, S. 629ff] verwiesen.

2.5.4 Defektätzen zur Bestimmung der Defektdichte

In kristallinem Silizium gibt es eine Vielzahl struktureller Defekte, deren Rekombinationsaktivität beispielsweise mit Hilfe der oben beschriebenen Lumineszenzmethoden sichtbar gemacht werden kann. Um in Abschnitt 5.2 auch schwach oder nicht rekombinationsaktive Strukturdefekte an der Oberfläche eines Wafers detektieren zu können, wurden diese bei der Firma Q-Cells angeätzt und ausgezählt, wie es von Bakowskie *et al.* [BKR⁺12] beschrieben wurde. Hierzu wird ein modifizierter saurer Texturprozess genutzt, der mit einer wässrigen Lösung aus Fluorwasserstoff- und Salpetersäure ein bevorzugtes Ätzen struktureller Defekte wie Korngrenzen und Versetzungen aber auch von Zwillingskorngrenzen begünstigt [Sd72].

Das Auslesen der Strukturdicke wurde mit Hilfe eines handelsüblichen Flachbettscanners durchgeführt, wobei die gemessenen Graustufen direkt mit der Dichte von Ätzgruben korrelieren. Für die Auswertung wurde die Open-Source Software «ImageJ» genutzt. Es ist bekannt, dass Zwillingskorngrenzen kaum Rekombinationsaktivität [CCS⁺08] aufweisen und somit nicht zum Dunkelstrom der Solarzelle beitragen. Mit einem gesonderten Algorithmus ist es deshalb möglich, diese Bereiche zu erfassen und aus der Strukturdicke herauszurechnen, wie es für die Abschätzung der elektrischen Parameter der Zelle notwendig ist [BKR⁺12].

2.5.5 Messung lichtstrahlinduzierter Ströme – Light Beam Induced Current

In Analogie zur Photolumineszenz können rekombinationsaktive Defekte auch durch lokale Bestrahlung mit einem Laserstrahl analysiert werden. Der lichtstrahlinduzierte Strom (engl. *light beam induced current* – LBIC), welcher die Kontakte erreicht, kann dabei durch Abrastern der gesamten Probenoberfläche lokal dargestellt werden. Je nach verwendeter Wellenlänge erreicht man die Anregung in verschiedenen Tiefen der Solarzelle. So wird zur Untersuchung von Korngrenzen in Abschnitt 6.2 unter anderem eine Wellenlänge von 833 nm genutzt und das Licht hat eine entsprechende Eindringtiefe von 15 μm . Das Messsignal resultiert damit hauptsächlich aus den Eigenschaften der Basis nahe dem p-n-Übergang. Ist die lokale Rekombination infolge struktureller Defekte erhöht, so erreicht eine geringere Stromdichte die Kontakte und wird als dunkler Kontrast im LBIC-Bild wiedergegeben [MRW98].

Auf dem LBIC-Prinzip beruht auch die sogenannte CELLO-Messung (*solar cell local characterization*), die als Ergänzung zur DLIT-Auswertung in Abschnitt 5.2.2 herangezogen wird. Hierbei wird die Anregung moduliert und es werden drei Laserwellenlängen gleichzeitig eingestrahlt. Über eine zusätzliche Grundbeleuchtung und eine feste Spannung bzw. eine feste Stromstärke kann das Kleinsignalverhalten an jedem Punkt der Solarzellenkennlinie untersucht werden, woraus neben den Parametern J_{sc} , V_{oc} , R_s und R_p auch die lokale Diffusionslänge L_{diff} oder die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{hinten} bestimmt werden kann. Details zu dieser Messmethode werden von Carstensen *et al.* beispielsweise in [CPBF03] und [CSPF11] beschrieben.

3 Berücksichtigung des verteilten Serienwiderstandes in globalen Strom-Spannungs-Kennlinien

Wie bereits in den physikalischen Grundlagen dargestellt, wird die lokale Spannung am p-n-Übergang oft über einen Serienwiderstand im Zwei-Dioden-Modell beschrieben, der lediglich mit der lokalen Stromdichte verknüpft ist. Der Spannungsabfall vom äußeren Kontakt zu einer bestimmten Stelle der Solarzelle hängt jedoch vom Stromfluss entlang des gesamten Strompfades ab. Dies führt zu einem verteilten Charakter des Serienwiderstandes, der aus der Verschaltung des großflächigen p-n-Überganges resultiert. In diesem Kapitel wird das Konzept des verteilten Serienwiderstandes mit dem Zwei-Dioden-Modell zur Beschreibung der globalen Kennlinie verknüpft. Hierzu wird ein 1-dimensionales Modell der Stromverteilung genutzt, um einen effektiven, stromdichteabhängigen Serienwiderstand zu simulieren, der direkt im bekannten Zwei-Dioden-Modell genutzt werden kann. Die entsprechenden Untersuchungen wurden bereits in [BR13] veröffentlicht und ergeben eine analytische Beschreibung des Einflusses eines verteilten Serienwiderstandes. Die Rechnungen dazu erfolgten im Rahmen der vorliegenden Arbeit.

3.1 Das Phänomen des verteilten Serienwiderstandes

Das Konzept eines flächenbezogenen Serienwiderstandes mit der Definition $R_s = \Delta V/J$ und der Einheit Ωcm^2 basiert auf der Vorstellung einer homogenen Probe mit homogenem Spannungsabfall. Dies ist bei sehr kleinen Solarzellen gegeben, bei denen der Spannungsabfall über den Gridleitungen und dem Emitter gegenüber dem Spannungsabfall durch den vertikalen Stromfluss vernachlässigt werden kann. Hierbei ergibt sich der flächenbezogene Serienwiderstand aus der Multiplikation des globalen Serienwiderstandes mit der untersuchten Fläche. Bei den heute üblichen $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ großen Solarzellen trifft dieses Homogenitätskriterium jedoch nicht zu. Dennoch wird aus Gründen der Zweckmäßigkeit an der Definition festgehalten, um lokale Verteilungen des Serienwiderstandes bzw. der lokalen Spannung zu berechnen und darzustellen, wie es beispielweise mit Elektrolumineszenz-[HGK⁺09][BKA⁺10] oder Photolumineszenzmessungen [TPBA07] möglich ist.

Das zugrundeliegende Sternmodell unabhängiger Dioden beschreibt dabei eine Solarzelle, bei der jeder Punkt unabhängig von seiner Umgebung mit dem äußeren Kontakt über den lokalen Serienwiderstand R_s^{lok} verbunden ist. Das entspricht jedoch nicht der Realität, da der lokale Spannungsabfall von allen Strömen entlang des Strompfades verursacht wird. Somit beeinflusst auch der Stromfluss zur Umgebung die Spannungsdifferenz zwischen einer bestimmten Stelle und den äußeren Kontakten. Diese Wirkung der horizontalen Ströme ist als verteilter Serienwiderstand bekannt. Obwohl das Sternmodell diesen Effekt nicht explizit

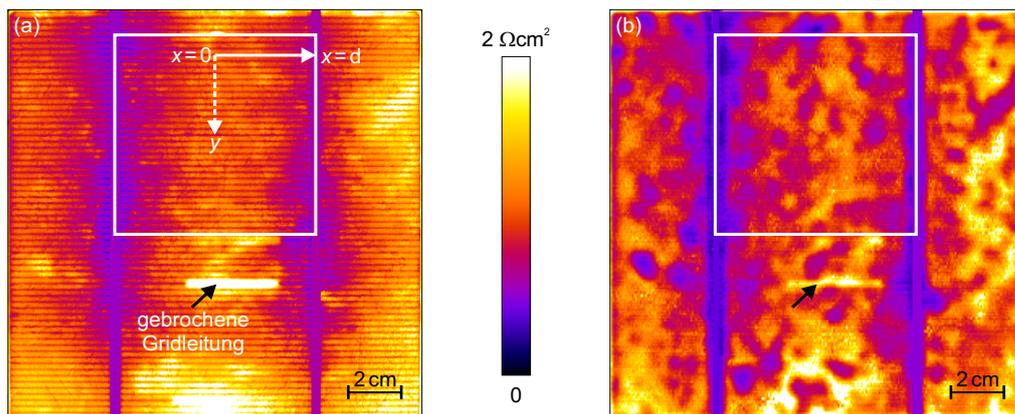


Abbildung 3.1: Lokale Serienwiderstandsverteilung einer multikristallinen Solarzelle berechnet aus (a) zwei Elektrolumineszenzaufnahmen bei 548 und 597 mV mit «EL-Fit» nach Breitenstein *et al.* [BKA⁺10] und (b) der «RESI»-Methode bei 597 mV nach Ramspeck *et al.* [RBH⁺07].

einschließt, geben die hierauf basierenden R_s -Verteilungen die lokalen Spannungen für die jeweiligen Bedingungen der Messung relativ korrekt wieder. Dabei wird auch der verteilte Charakter mit einbezogen. Die Übertragbarkeit der so gewonnenen Serienwiderstandsverteilung auf andere Spannungen und Stromdichten ist jedoch nicht generell gegeben.

3.2 Interpretation der lokalen Serienwiderstandsverteilung

Abbildung 3.1(a) zeigt die Serienwiderstandsverteilung einer typischen industriellen Solarzelle aus multikristallinem Silizium, die aus zwei Elektrolumineszenzbildern bei 548 und 597 mV mit der Software «EL-Fit» nach Breitenstein *et al.* [BKA⁺10] berechnet wurde. Der notwendige Skalierungsfaktor f wurde hierbei so gewählt, dass die gemittelte Sättigungsstromdichte $\langle J_{01}(x, y) \rangle$ dem Wert der globalen Kennlinienauswertung entspricht. Man erkennt deutlich die beiden Busbars als vertikale Bereiche mit einem verringerten Serienwiderstand, der seinerseits mit steigendem Abstand zu diesen größer wird. Der Pfeil in Abbildung 3.1(a) markiert eine an zwei Stellen durchtrennte Gridleitung, in deren Umgebung der lokale Serienwiderstand stark erhöht ist. Als typischer Bereich zur Untersuchung des Einflusses des verteilten Serienwiderstandes wird der markierte Bereich angesehen, da dieser nahezu frei von signifikanten Unregelmäßigkeiten ist. Zur weiteren Analyse werden die dort gemessenen Werte in y -Richtung gemittelt und so eine horizontale Verteilung des R_s^{lok} zwischen den Busbars gewonnen, die in Abbildung 3.2(a) dargestellt ist. Zusätzlich wird auf der gestrichelten Linie in y -Richtung ein R_s^{lok} -Profil mittig zwischen den Busbars und senkrecht zu den Gridleitungen ermittelt (Abbildung 3.2(b)). Die Abbildung 3.1(b) zeigt zum Vergleich die Serienwiderstandsverteilung derselben Zelle, jedoch mit der «RESI»-Methode (vgl. [RBH⁺07]) ausgewertet. Hierbei ergeben sich lokale Minima des $R_s^{\text{lok}}(x, y)$ in Bereichen mit lokal erhöhten Stromdichten. Eine mögliche Erklärung hierfür wird im Folgenden noch dargestellt.

Vergleicht man zunächst die R_s^{lok} -Profile der Abbildung 3.2, so wird deutlich, dass die größere Variation des R_s^{lok} senkrecht zu den Busbars vorliegt. Im hier gemessenen Fall variiert R_s^{lok} in x -Richtung um $0,52 \Omega\text{cm}^2$, was hauptsächlich durch den Widerstand der Gridleitungen hervorgerufen wird. Zusätzlich tritt ein homogener Serienwiderstand $R_{\text{hom}} = 0,51 \Omega\text{cm}^2$ auf, der auch nahe am Busbar wirkt und den vertikalen Spannungsabfall über der Zelle beschreibt. Der Emitterschichtwiderstand, welcher den Serienwider-

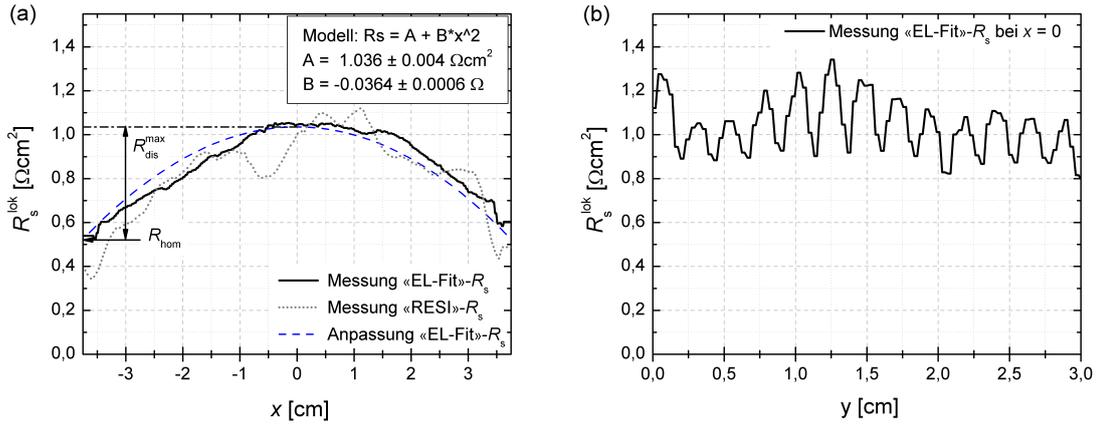


Abbildung 3.2: (a) gemittelte R_s -Profile der jeweils markierten Regionen in Abbildung 3.1 in horizontaler Richtung zwischen beiden Busbars ($x = \pm 3,75$ cm) sowie (b) das «EL-Fit»- R_s -Profil in vertikaler Richtung bei $x = 0$ mittig zwischen den Busbars (gestrichelte Linie in Abbildung 3.1).

stand in y -Richtung zwischen den Gridleitungen beeinflusst (siehe Abbildung 3.2(b)), hat hingegen einen geringeren Einfluss. Es muss jedoch beachtet werden, dass die lokalen R_s -Minima darin zumindest teilweise durch Abschattungseffekte im Bereich der Vorderseitenmetallisierung hervorgerufen werden, da an diesen Stellen keine Lumineszenzstrahlung emittiert werden kann. Aufgrund der unterschiedlichen geometrischen Abmessungen (Abstand der Busbars = 7,5 cm, Abstand zwischen den Gridleitungen = 0,233 cm) hat der Widerstand der Gridleitungen im Vergleich zum Schichtwiderstand des Emitters somit einen dominanten Einfluss auf den verteilten Serienwiderstand, was den Annahmen in [ACR86], [FPB00] und [FMB13] widerspricht. Analog zum Vorgehen in [BR13] wird die weitere Analyse des verteilten Serienwiderstandes daher auf ein 1-dimensionales Problem in x -Richtung reduziert.

Um den Einfluss eines horizontalen Stromflusses auf den lokalen Serienwiderstand zu verstehen, wird zunächst der einfache Fall einer linienhaften Stromquelle parallel zu den Busbars betrachtet. Dieses 1-dimensionale Problem ist definiert durch einen Stromfluss, der nur an der Stelle x senkrecht durch die Zelle fließt. Der elektrische Widerstand zu diesem Punkt ist dabei lediglich durch die Geometrie bedingt: Der Strom kann von beiden benachbarten Busbars einströmen, so dass sich für diesen geometrisch bedingten Serienwiderstand R_s^{geo} Folgendes ergibt:

$$\frac{1}{R_s^{\text{geo}}} = \frac{w}{\rho_s(d+x)} + \frac{w}{\rho_s(d-x)} \implies R_s^{\text{geo}}(x) = \rho_s \frac{d^2 - x^2}{2wd} \quad (3.1)$$

Hierbei beschreibt ρ_s einen effektiven Schichtwiderstand der Probe, der auf den horizontalen Stromfluss wirkt, während $2d$ dem Abstand zwischen den Busbars entspricht (vgl. Abbildung 3.1) und w die spezifische Länge des Problems in y -Richtung definiert. Man erkennt aus der rechten Gleichung, dass die parabolische Abhängigkeit des $R_s^{\text{geo}}(x)$ bei $x = 0$ ein Maximum aufweist und an den Busbars ($x = \pm d$) den Wert Null annimmt. Um diesen absoluten Widerstand formal flächenbezogen in Einheiten von Ωcm^2 zu skalieren, ist eine Multiplikation mit der stromdurchflossenen Fläche $w \cdot dx$ notwendig, wobei dx der Breite des linienhaften Stromflusses entspricht. Der Maximalwert des flächenbezogenen R_s^{geo} bei $x = 0$ ist daher:

$$R_s^{\text{geo,max}} = \rho_s \frac{ddx}{2} \quad (3.2)$$

Die lokalisierte Stromdichte verursacht somit einen flächenbezogenen Serienwiderstand, der direkt mit deren Abmessung dx verknüpft ist: Je kleiner die stromdurchflossene Fläche ist, desto kleiner ist der zugehörige Serienwiderstand. Dieses Verhalten zeigt sich in ähnlicher Form auch in Messungen des Serienwiderstandes mit der sogenannten «RESI»-Methode, bei der zur Berechnung von R_s^{lok} die Messung der lokalen Spannung aus Elektrolumineszenzmessungen mit Messungen der lokalen Leistungsdichte aus DLIT verknüpft werden [RBH⁺07]. Es treten Widerstandsminima in den Bereichen lokal erhöhter Dunkelstromdichten auf, wie man es in der Auswertung der hier untersuchten Zelle (Abbildung 3.1(b)) deutlich erkennen kann. Im Gegensatz dazu basieren die reinen EL-Auswertungen auf einem Kennlinienmodell (vgl. [HGK⁺09][BKA⁺10]), welches die lokale Stromdichte direkt mit der lokalen Spannung verknüpft, wie es in Kapitel 4 dargestellt wird. Durch diese Abhängigkeit treten entsprechende Minima nicht auf, sondern kehren sich zu leichten Maxima um. Eine Erklärung hierfür wird in Kapitel 4 gegeben. Wird die Serienwiderstandsverteilung hingegen aus Photolumineszenzmessungen berechnet, so tritt der hier betrachtete Fall einer lokalisierten Stromdichte nicht auf, da der Photostrom eine relativ homogene Stromdichteverteilung hervorruft. Daher sind rekombinationsaktive Defekte in PL- R_s -Bilder nicht zu sehen.

Dieses Paradoxon wirkt auch bei der Betrachtung der Umgebung der lokalisierten Stromdichte (Shunt), wenn dort ein vernachlässigbar kleiner Strom fließt. Hier existiert infolge des horizontalen Stromflusses zum Shunt ein Spannungsabfall, jedoch liegt keine relevante vertikale Stromdichte vor. Bei der Anwendung der Definition des flächenbezogenen Serienwiderstandes wäre dieser demnach unendlich groß. Obwohl in einer realen Solarzelle die Stromdichte in der Umgebung eines solchen Shunts nie Null ist, tritt dort dennoch ein erhöhter Serienwiderstand infolge des horizontalen Stromflusses auf. Punktförmige Probleme zeigen zusätzlich noch den sogenannten *current-crowding effect*, der den Serienwiderstand immer kleinerer stromdurchflossener Flächen steigen lässt. Der grundsätzliche Zusammenhang bleibt jedoch erhalten.

Die Korrelation des Serienwiderstandes mit dem lokalen Stromfluss widerspricht zunächst dem intuitiven Verständnis eines stromunabhängigen Netzwerkes von Serienwiderständen. Es handelt sich jedoch um die Auswirkung der Definition des flächenbezogenen Serienwiderstandes im Modell der unabhängigen Dioden, das keine horizontalen Stromflüsse betrachtet. Wie Gleichung (3.1) zeigt, ist der geometrische Serienwiderstand zu solchen Stellen konstant und unabhängig von dx . Da die Darstellung lokaler Kennlinienparameter ebenfalls auf der Annahme eines lediglich vertikalen lokalen Stromflusses basiert, gibt die «RESI»-Methode die lokalen Spannungswerte jedoch korrekt wieder.

3.3 Simulation des Stromflusses in Solarzellen

Es wurden bereits einige Untersuchungen des verteilten Serienwiderstandes veröffentlicht (z. B. [ACR86][AWG93][AHA⁺96][FPB00][GGR10]), die zumeist auf 2-dimensionalen Simulationen basieren und keine Übertragung auf die globalen Kennlinienparameter ermöglichen. Fischer *et al.* haben alle Anteile des verteilten Serienwiderstandes in einem einzigen Parameter eines 1-dimensionalen Modells vereint und so die Kennlinien im Dunkeln und unter Beleuchtung angepasst. Leider ist hierfür eine spezielle Software notwendig und die Ergebnisse konnten nicht mit dem gebräuchlichen Zwei-Dioden-Modell verknüpft werden [FPB00]. Für die nachfolgenden Betrachtungen wird jedoch das darin vorgestellte Modell B in abgewandelter Form genutzt und in Verbindung mit den Ergebnissen von Araújo *et al.* [ACR86] die analytische Beschreibung eines stromdichteabhängigen Serienwiderstandes

hergeleitet. Fong *et al.* haben bereits strom- und spannungsabhängige Serienwiderstände an monokristallinen Solarzellen mittels der Multi-Light-Methode vermessen, konnten jedoch keine analytische Beschreibung der Ergebnisse liefern oder einen Bezug zum Zwei-Dioden-Modell herstellen [FMB13].

3.3.1 1-dimensionales Modell

Für die 1-dimensionale Betrachtung des Stromflusses vom Busbar in die Zellfläche wird das in Abbildung 3.3 gegebene Symmetrieelement genutzt, welches analog zum Modell B von Fischer *et al.* [FPB00] ist. Aus mathematischen Gründen wird jedoch $x = 0$ in der Mitte zwischen den Busbars definiert, die sich jeweils bei $x = d$ befinden. Die spezifische Weite w aus den vorangegangenen Betrachtungen wird auf 1 cm festgelegt.

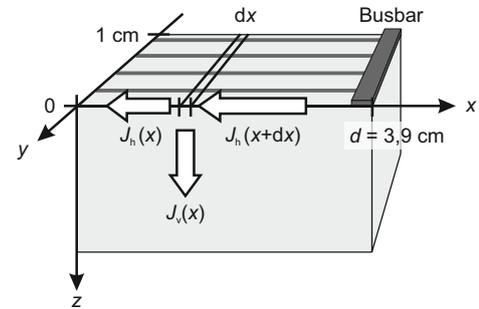


Abbildung 3.3: Symmetrieelement der Solarzelle mit vertikaler Stromdichte $J_v(x)$ durch die Zelle und horizontaler Stromdichte $J_h(x)$ vom Busbar in die Zellfläche [BR13].

3.3.2 Analytische Lösung des Niedrigstromfalles

Eine analytische Lösung des in Abbildung 3.3 dargestellten Modells ist auch mit einem homogenen Serienwiderstand und homogenen Diodenparametern nur möglich, wenn der Spannungsabfall durch den horizontalen Stromfluss klein gegen die thermische Spannung $V_T = k_B T / e$ ist. In diesem Fall kann von einer homogenen Spannungsverteilung in x -Richtung ausgegangen werden, die zu einer homogenen Verteilung der vertikalen Stromdichte J_v über den p-n-Übergang führt. Diese Vereinfachung wurde unter anderem bereits von Araújo *et al.* [ACR86] und Fischer *et al.* [FPB00] angewendet. Für die horizontale Stromdichte $J_h(x)$ in Einheiten von A/cm und die vertikale Stromdichte $J_v(x)$ in Einheiten von A/cm² gilt dann in jeder Position x :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V(x)}{\partial x} = V'(x) &= -\rho_s J_h(x) & (3.3a) \\ \frac{\partial J_h(x)}{\partial x} &= -J_v(x) & (3.3b) \end{aligned} \right\} \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = V''(x) = \rho_s J_v(x) & (3.3c)$$

Die Randbedingungen lauten: $V(0) = V_0$, $V'(0) = 0$ und $J_v(x) = \text{konst.}$ (3.4)

Die Gleichung (3.3c) kann somit über x integriert werden und führt zu dem bekannten parabolischen Spannungsprofil:

$$V(x) = V_0 + \frac{1}{2} \rho_s J_v x^2 \quad (3.5)$$

Der verteilte Anteil des Serienwiderstandes ergibt sich aus der jeweiligen Spannungsdifferenz zum äußeren Kontakt (Busbar) dividiert durch die lokale Stromdichte J_v :

$$R_{\text{dis}}(x) = \frac{V(d) - V(x)}{J_v} = \frac{\rho_s}{2} (d^2 - x^2) \quad (3.6a)$$

$$R_{\text{dis}}^{\text{max}}(x) = \frac{1}{2} \rho_s d^2 \quad (3.6b)$$

Ein direkter Vergleich zwischen Gleichung (3.2) und Gleichung (3.6b) zeigt, dass aufgrund der Bedingung $dx \ll d$ der geometrisch bedingte Serienwiderstand R_s^{geo} eines lokalen Shunts stets viel geringer als der verteilte Serienwiderstand ist. Der effektiv nach außen wirksame verteilte Serienwiderstand ergibt sich aufgrund der homogenen Stromdichteverteilung durch eine Mittelung von Gleichung (3.6a) von 0 bis d :

$$R_{\text{dis}} = \frac{1}{3} \rho_s d^2 \quad (3.7)$$

Ein solcher flächenbezogener Serienwiderstand $\rho_s d^2$ ergibt sich auch als „geometrical resistance“ in [ACR86] und als „ R_{CC} “ in [FPB00]. Im Nachfolgenden wird R_{dis} aus Gleichung (3.7) zusammen mit dem Vorfaktor $1/3$ als „globaler verteilter Serienwiderstand“ bezeichnet. Für den oben betrachteten Fall geringer Spannungen bzw. Stromstärken addiert sich dieser einfach zum homogenen Serienwiderstand R_{hom} , welcher auf den vertikalen Stromfluss wirkt.

3.3.3 Numerische Lösung im Hochstromfall

Wird die Solarzelle von größeren Strömen durchflossen, so kann Gleichung (3.3c) nicht mehr analytisch integriert werden, da aufgrund des erhöhten Spannungsabfalles die Annahme eines konstanten $J_v(x)$ nicht mehr gültig ist. Wie in [BR13] ausführlich beschrieben ist, kann dennoch auf Grundlage der Gleichungen (3.3a–c) eine numerische Analyse des Modells aus Abbildung 3.3 vorgenommen werden. Hierzu wird in Analogie zum Modell B aus [FPB00] zusätzlich ein homogener Serienwiderstand R_{hom} angenommen, der auf den vertikalen Stromfluss wirkt. Da die Stromanteile des Rekombinationsstromes und des ohmschen Parallelstromes keine homogenen Anteile haben [BBB⁺11a], werden diese hier zunächst nicht berücksichtigt und der Stromfluss über den p-n-Übergang wird mit der Sättigungsstromdichte J_{01} und dem Idealitätsfaktor n_1 im Ein-Dioden-Modell beschrieben:

$$J_v(x) = -J_{sc} + J_{01} \exp\left(\frac{V(x) - R_{\text{hom}} \cdot J_v(x)}{n_1 \cdot V_T}\right) \quad (3.8)$$

Hierbei entspricht $V(x)$ der Spannung über der Zelle an der Stelle x und $V(x) - R_{\text{hom}} J_v(x)$ der Spannung über dem p-n-Übergang. Wie schon erwähnt wird der Effekt des verteilten Serienwiderstandes auf einen effektiven Schichtwiderstand ρ_s vereinfacht, der hauptsächlich durch den Leitungswiderstand in den Gridleitungen hervorgerufen wird und Anteile des hier nicht gesondert betrachteten Emitterschichtwiderstandes einschließt. Für die numerische Bearbeitung der Gleichungen (3.3a–c) wird das Symmetrieelement aus Abbildung 3.3 in äquidistante Teile der Breite dx unterteilt, in denen die vertikale Stromdichte als konstant angenommen wird. Zwischen den Punkten x und $x + dx$ ergibt sich somit ein quadratisches Spannungsprofil, für das Folgendes gilt:

$$V(x + dx) = V(x) + V'(x)dx + \frac{1}{2} V''(x)dx^2 \quad (3.9a)$$

$$V'(x + dx) = V'(x) + V''(x)dx \quad (3.9b)$$

Aufgrund der Annahme einer symmetrischen Solarzelle fließen von beiden benachbarten Busbars jeweils gleich große Ströme in die Fläche der Solarzelle. Diese kompensieren sich genau in der Mitte zwischen den Busbars. Da dort zusätzlich die lokale Spannung ihr Minimum erreicht, lauten die Startbedingungen bei $x = 0$:

$$V(0) = V_0 \quad V'(0) = 0 \quad J_h(0) = 0 \quad (3.10)$$

Ein iterativer Algorithmus ermöglicht es, von $x = 0$ beginnend, die jeweils benachbarte lokale Spannung $V(x + dx)$ und deren Anstieg $V'(x + dx)$ zu berechnen. Hierfür werden $V'(x)$ aus Gleichung (3.3a) und $V''(x)$ aus Gleichung (3.3c) genutzt. Da entgegen der Richtung des Elektronenstromes integriert wird, steigt die horizontale Stromdichte bei jedem Schritt wie folgt an:

$$J_h(x + dx) = J_h(x) + J_v(x)dx \quad (3.11)$$

Das durch die Gleichungen (3.8) bis (3.11) beschriebene Iterationsverfahren ist in «Mathematica» [Mat] umgesetzt worden, wobei auch die implizite Gleichung (3.8) gelöst wird. Mit sinkendem dx steigt hierbei die Genauigkeit der Simulation, aber auch der Rechenaufwand. Ab einem $dx < 0,05$ mm hängt das Ergebnis jedoch nicht mehr signifikant von dx ab.

Obwohl die untersuchte Zelle ein leicht unsymmetrisches Verhältnis des Abstandes zwischen den Busbars und dem Rand aufweist, werden die Simulationen mit dem symmetrischen Wert $d = 3,9$ cm durchgeführt, der etwas größer ist, als der gemessene Wert $d = 3,75$ cm. Das Verfahren ermöglicht es, die lokalen Spannungen und Stromdichten entsprechend der Abbildung 3.4 zu simulieren, wobei $V(d)$ die am Busbar anliegende Spannung ist, während $J_h(d)$ dem horizontalen Stromfluss in das $w = 1$ cm breite und $d = 3,9$ cm lange Symmetrieelement entspricht. Der globale Gesamtstrom $I(V)$ der $A = 15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2 = 243,4 \text{ cm}^2$ großen Solarzelle kann somit errechnet werden, indem $J_h(d)$ mit dem Faktor $A/(w \cdot d)$ multipliziert wird. Wiederholt man diese Prozedur für verschiedene Startwerte V_0 , so kann die gesamte I - V -Kennlinie der Solarzelle simuliert werden.

Lokale Strom- und Spannungsverläufe

Wird die oben beschriebene Simulation mit den folgenden Werten der bereits betrachteten multikristallinen Solarzelle durchgeführt, so ergeben sich ohne Beleuchtung die in Abbildung 3.4 gegebenen Stromdichte- bzw. Spannungsprofile für die am Busbar anliegenden Spannungen $V_B = 0,5$ V und $V_B = 0,639$ V. Bei letzterer fließt eine Gesamtstromdichte, welche dem J_{sc} der Zelle von $33,1 \text{ mA/cm}^2$ entspricht.

$$\begin{aligned} J_{01} &= 1,48 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2 & (n_1 = 1) & & R_{\text{hom}} &= 0,2 \Omega\text{cm}^2 \\ J_{sc} &= 33,1 \text{ mA/cm}^2 & & & R_{\text{dis}} &= 0,7 \Omega\text{cm}^2 \end{aligned}$$

Analog zu den Betrachtungen in Abschnitt 3.3.2 ergibt sich hierbei im Falle niedriger Stromdichten ($V_B = 0,5$ V) eine in erster Näherung homogene Spannungsverteilung vom Busbar zur Mitte der Zelle. Wie in Abbildung 3.4(b) erkennbar ist, resultiert nach Gleichung (3.8) daraus eine homogene Stromdichteverteilung bei konstanten Diodenparametern J_{01} und n_1 . Bei einer Stromdichte, welche dem Wert J_{sc} der Zelle unter Standardbedingungen entspricht, sinkt die lokale Spannung $V(x)$ vom Busbar zur Mitte hingegen um 31 mV ab,

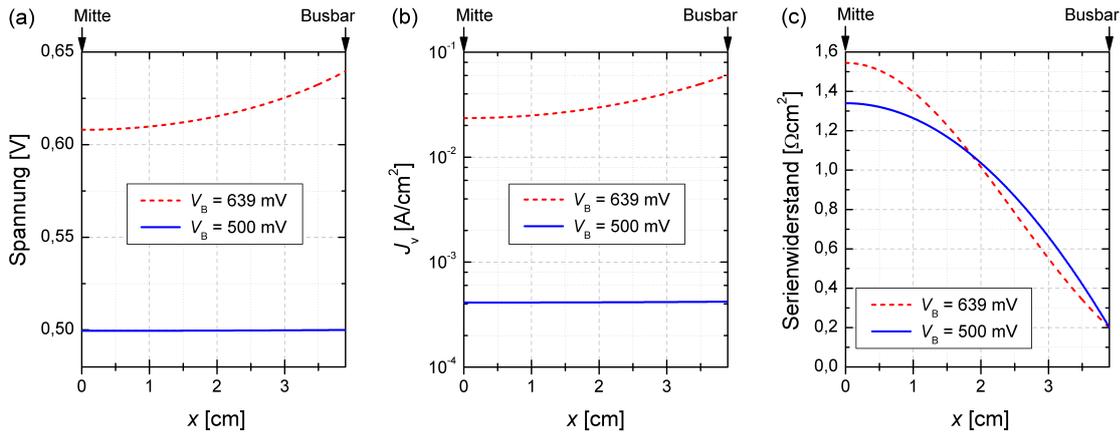


Abbildung 3.4: Simulierte Profile (a) der lokalen Spannung, (b) der vertikalen Stromdichte J_v und (c) des lokalen Serienwiderstandes von der Mitte der Zelle ($x = 0$) zum Busbar bei zwei von außen angelegten Spannungen V_B ohne Beleuchtung [BR13].

wodurch die lokale Stromdichte $J_v(x)$ um nahezu den Faktor 3 geringer wird. Dieser Fall kann somit nicht mehr analytisch behandelt werden.

Wie nach Gleichung (3.6a) erwartet wird, ergibt eine Berechnung des lokalen Serienwiderstandes als Quotient aus lokaler Spannung und vertikaler Stromdichte einen parabolischen Verlauf im Falle niedriger Stromdichten. Durch die inhomogene Verteilung des vertikalen Stromflusses im Fall höherer Stromdichten zeigt sich ein verändertes Profil des lokalen Serienwiderstandes. Da ein Großteil des Stromes bereits nahe dem Busbar den p-n-Übergang kreuzt, ist der Serienwiderstand an dieser Stelle geringer als im homogenen Fall, denn der Spannungsabfall infolge des weiter in die Zelle hinein fließenden Stromes hat einen geringeren Anteil. Der Spannungsabfall, welcher durch $J_v(x)$ in den Bereichen nahe $x = d$ hervorgerufen wird, wirkt sich jedoch auch auf die Bereiche nahe $x = 0$ aus, in denen die Stromdichte viel geringer ist. Aus diesem Grund liegt der Serienwiderstand in der Mitte der Zelle oberhalb der Niedrigstrombetrachtung.

Stromabhängiger Serienwiderstand

Um den Einfluss des verteilten Serienwiderstandes auf die globale Kennlinie zu ermitteln, wurde die oben beschriebene Simulation mit verschiedenen Wertepaaren R_{hom} und R_{dis} durchgeführt. Wie sich später zeigen wird, sind die Ergebnisse unabhängig von der gewählten Sättigungsstromdichte J_{01} . Jeder Punkt der so ermittelten Kennlinien wird mit dem idealen Ein-Dioden-Modell ohne Serienwiderstand verglichen, das die Annahmen eines homogenen Stromflusses ohne Serienwiderstand widerspiegelt:

$$R_s(J) = \frac{V_{\text{sim}}(J) - V_{\text{ideal}}(J)}{J} \quad (3.12)$$

Abbildung 3.5 zeigt die simulierten Abhängigkeiten des Serienwiderstandes im Dunkeln und unter Beleuchtung für verschiedene Werte des verteilten und homogenen Serienwiderstandes in Form von offenen und geschlossenen Symbolen. Wie bereits von Araújo *et al.* [ACR86]

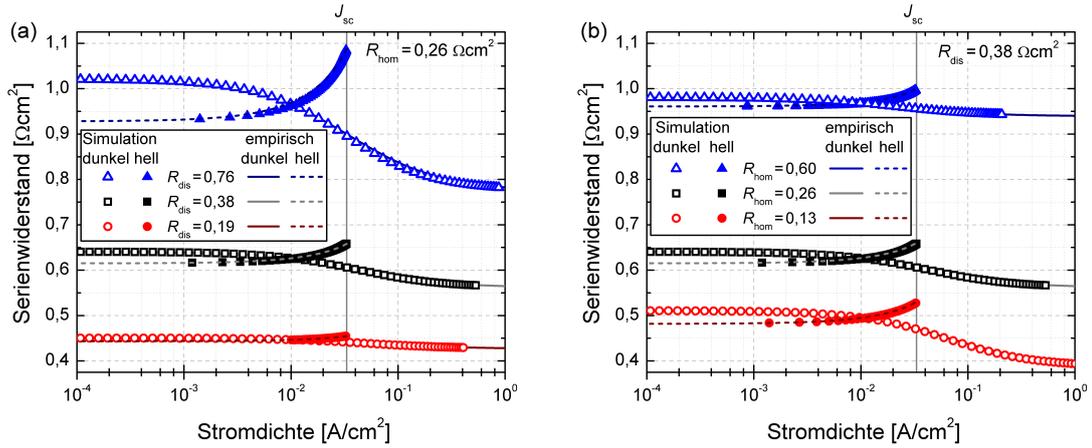


Abbildung 3.5: Numerisch simulierte und empirisch angepasste Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Stromdichte für verschiedene Werte von (a) R_{dis} und (b) R_{hom} ($J_{\text{sc}} = 33,1 \text{ mA/cm}^2$) [BR13].

und Fischer *et al.* [FPB00] berichtet wurde, sinkt der Serienwiderstand mit steigender Stromdichte im Dunkeln ab. Dies wird in Abbildung 3.4(c) nicht deutlich, denn die Mittelwerte $\langle R_s(x, V_B = 0,5 \text{ V}) \rangle = 0,64 \Omega\text{cm}^2$ und $\langle R_s(x, V_B = 0,639 \text{ V}) \rangle = 0,65 \Omega\text{cm}^2$ unterscheiden sich nur minimal und weisen darüber hinaus den entgegengesetzten Trend auf. Allerdings fließt ein Großteil des Stromes nahe dem Busbar, das heißt im Bereich des geringeren Serienwiderstandes, wodurch die Wirkung des Serienwiderstandes auf die globale Kennlinie geringer wird.

Unter Beleuchtung hingegen steigt der globale Serienwiderstand mit wachsender Stromdichte an. In diesem Fall wird ein homogener Strom innerhalb der Zelle produziert, der zum Busbar hin fließt, wenn er den Dunkelstrom überwiegt. Aus diesem Grund tritt ein Spannungsanstieg vom Busbar zur Mitte hin auf, der umso größer wird, je höher der Gesamtstrom ist oder je größer der Anteil des verteilten Serienwiderstandes am Gesamtwiderstand ist. Der Effekt eines erhöhten Serienwiderstandes unter Beleuchtung im Vergleich zur Messung im Dunkeln ist allgemein bekannt und wurde beispielsweise schon in [ACR86] und [FPB00] hergeleitet. Araújo *et al.* haben hierfür unter Beleuchtung die Darstellung des Serienwiderstandes über der photogenerierten Stromdichte gewählt, wie sie in Abbildung 3.6 nachgebildet ist. Für den beleuchteten Fall konnten sie analytische Ausdrücke berechnen, die den globalen Serienwiderstand für den Fall der offenen Klemmen ($J = 0$) und des Kurzschlusses ($V = 0$) beschreiben. Die Gleichungen (20) und (21) in [ACR86] hängen dabei im Wesentlichen nicht von dem Diodenparameter J_{01} oder V_{oc} ab, sondern lediglich von der Stromdichte $J_{L0} = J_{\text{photo}} + J_{01}$, welche aufgrund der Beziehung $J_{\text{photo}} \gg J_{01}$ in erster Näherung J_{photo} entspricht. Diese Tatsache rührt daher, dass die Diodensättigungsstromdichte zwar den Absolutbetrag der Spannung bei einer bestimmten Stromstärke bestimmt, jedoch keinen Einfluss auf den Spannungsabfall am Serienwiderstand hat.

Die mit Hilfe der Simulation gefundene Abhängigkeit des Serienwiderstandes im Dunkeln korreliert für die entsprechenden Parameter exakt mit dem von Araújo *et al.* ermittelten Verlauf, wie er in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Durch einen Vergleich der einzelnen Kurven kann festgestellt werden, dass die Gleichung (20) aus [ACR86], welche den Serienwiderstand unter offenen Klemmen in Abhängigkeit von J_{L0} angibt (rote Kurve in Abbildung 3.6), zur empirischen Beschreibung der numerisch ermittelten $R_s(J)$ -Abhängigkeit im Dunkeln

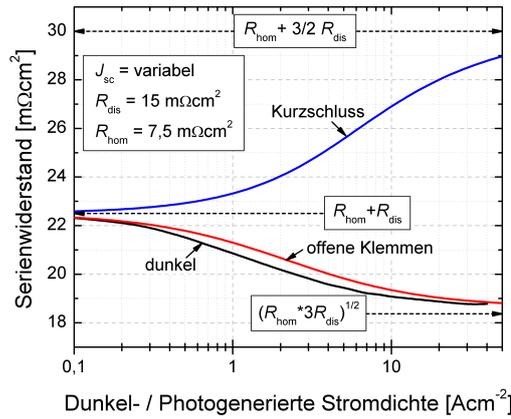


Abbildung 3.6: Abhängigkeit des Serienwiderstandes unter Beleuchtung von der Kurzschlussstromdichte J_{sc} im Falle eines Kurzschlusses und offener Klemmen sowie Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Stromdichte im Dunkeln (Nachbildung der Abbildung 4 in [ACR86] mit angepasster Notation).

(schwarze Kurve) genutzt werden kann, wenn ein Skalierungsfaktor 1,6 eingeführt wird. Hierbei werden sowohl der Verlauf als auch die Grenzfälle hoher und niedriger Stromdichten korrekt wiedergegeben, welche von Araújo *et al.* analytisch berechnet wurden. Für frei wählbare Werte der Serienwiderstandsparameter R_{hom} und R_{dis} gilt im Dunkeln:

$$R_s^{dunkel} = \frac{\theta_{dunkel}}{\tanh(\theta_{dunkel})} R_{hom} + \left(\frac{\theta_{dunkel}}{\tanh(\theta_{dunkel})} - 1 \right) \frac{n_1 V_T}{1,6J} \quad (3.13)$$

$$\theta_{dunkel} = \sqrt{\frac{3R_{dis}}{R_{hom} + \frac{n_1 V_T}{1,6J}}}$$

Diese Abhängigkeit ist jeweils für die gegebenen Werte in Abbildung 3.5 unter der Bezeichnung „empirisch dunkel“ wiedergegeben und verläuft exakt auf den simulierten Daten.

Für die Betrachtung der Problematik unter Beleuchtung haben Araújo *et al.* weiterhin den Serienwiderstand für Kurzschlussbedingungen ($V = 0$) hergeleitet (blaue Kurve in Abbildung 3.6). Mit Hilfe der vorgestellten Simulationen ist es möglich, eine empirische Interpolation zwischen den beiden Grenzfällen vorzunehmen, wie sie in Abbildung 3.5 jeweils als gestrichelte Linie unter der Bezeichnung „empirisch hell“ dargestellt ist. Für den stromdichteabhängigen Serienwiderstand unter Beleuchtung ergibt sich hierbei:

$$R_s^{hell} = \frac{\theta_{hell}}{\tanh(\theta_{hell})} R_{hom} + \left(\frac{\theta_{hell}}{\tanh(\theta_{hell})} - 1 \right) \frac{n_1 V_T}{J_{sc} - J} + \left(\frac{J}{J_{sc}} \right)^\beta \left[\frac{-n_1 V_T}{J_{sc}} \ln \left(\frac{2\alpha}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\alpha)} \right) + \frac{1}{2} R_{dis} \right] \quad (3.14)$$

$$\theta_{hell} = \sqrt{\frac{3R_{dis}}{R_{hom} + \frac{n_1 V_T}{J_{sc} - J}}} \quad \alpha = \sqrt{\frac{3R_{dis} J_{sc}}{2n_1 V_T}} \quad \beta = 1 + \frac{R_{hom} J_{sc}}{1,5n_1 V_T}$$

Es muss an dieser Stelle erwähnt werden, dass hierbei J_{sc} den in den Gleichungen (20) und (21) in [ACR86] gegebenen Wert $J_{L0} = J_{photo} + J_{01}$ ersetzt. Dies ist entsprechend nur gültig, wenn lediglich ein kleiner ohmscher Parallelstrom über den p-n-Übergang auftritt und somit $J_{sc} \approx J_{photo}$ gilt sowie unter der Bedingung $J_{photo} \gg J_{01}$.

3.4 Messung realer Solarzellen

Anders als in den bisherigen Betrachtungen angenommen, treten in realen Solarzellen aus multikristallinem Material neben dem homogenen Anteil des Diffusionsstromes auch inhomogene Anteile auf, die durch eine lokal verringerte Ladungsträgerlebensdauer infolge von Kristalldefekten hervorgerufen werden. Unter der Annahme einer isotropen Verteilung dieses inhomogenen Anteils von J_{diff} können die vorgestellten Erkenntnisse zum Einfluss des verteilten Serienwiderstandes dennoch angewendet werden, wie es für die Auswertung von injektionsabhängigen Serienwiderständen mit Hilfe der CELLO-Methode hergeleitet wurde [WHS⁺13].

Diese Tatsache würde analog auch für die beiden anderen Dunkelstromanteile gelten, jedoch liegen die entsprechenden Isotropiebedingungen oftmals nicht vor. Die Rekombinationsstromdichte in der Raumladungszone J_{rek} und die ohmschen Parallelströme J_{shunt} treten oftmals nur sehr lokalisiert auf [BBB⁺11a], so dass der verteilte Charakter des Serienwiderstandes aufgrund der unterschiedlichen Strompfade verschiedene Auswirkungen auf die globalen Kennlinienanteile zeigt. Aus diesem Grund müssten alle Stromanteile des Zwei-Dioden-Modells mit jeweils einem eigenen Serienwiderstand beschrieben werden. J_{rek} und J_{shunt} sind im Normalfall jedoch nur im unteren Spannungsbereich dominant, in denen der Spannungsabfall am Serienwiderstand eine untergeordnete Rolle spielt, während im Bereich größerer Stromdichten J_{diff} den dominanten Anteil übernimmt. Daher wird der stromabhängige Serienwiderstand in Analogie zu Gleichung (2.11) gleichermaßen auf alle drei Stromdichteanteile angewendet.

3.4.1 Auswertung des Serienwiderstandsprofils aus Elektrolumineszenzmessungen

Zunächst wird das «EL-Fit»- R_s -Profil in Abbildung 3.2(a) unter der Annahme einer homogenen Spannungsverteilung ausgewertet. Abbildung 3.4(c) zeigt, dass der entsprechende Fehler trotz des inhomogenen Stromflusses, wie er bei der genutzten Stromdichte von 2,7 A erwartet wird, gering ist. Der gemessene Wert $R_{\text{dis}}^{\text{max}} = 0,512 \Omega\text{cm}^2$ ergibt nach den Gleichungen (3.6) $R_{\text{dis}} = 0,341 \Omega\text{cm}^2$. Für den globalen Serienwiderstand ergibt sich im Niedrigspannungsbereich somit $R_s = R_{\text{hom}} + R_{\text{dis}} = 0,865 \Omega\text{cm}^2$. Dies stimmt gut mit dem Wert überein, den eine Auswertung der globalen Dunkelkennlinie unter der Annahme $n_1 = 1$ liefert (siehe Tabelle 3.1). Für den spezifischen Schichtwiderstand ergibt sich wiederum ein Wert von $\rho_s = 0,073 \Omega_{\square}$, was im angepassten symmetrischen Modell ($d = 3,9 \text{ cm}$) $R_{\text{dis}} = 0,369 \Omega\text{cm}^2$ hervorruft.

Der Abstand zwischen den einzelnen Gridleitungen, die jeweils parallel zwischen den Busbars verlaufen, beträgt $D = 0,233 \text{ cm}$. Für den effektiven spezifischen Widerstand der Gridleitungen ergibt sich demnach $R_{\text{grid}} = \rho_s/D = 0,312 \Omega/\text{cm}$. Dieser Wert beinhaltet jedoch auch zusätzliche Anteile der Emitterleitfähigkeit, die hier nicht klar abgetrennt werden können. Eine direkte Messung des Widerstandes zwischen den beiden Busbars zeigt $R = 0,0415 \Omega$. Der resultierende Wert $R_{\text{grid}} = 0,380 \Omega/\text{cm}$ ergibt sich aus der Parallelschaltung der 67 Gridleitungen mit jeweils 7,3 cm Länge. Dies liegt in guter Näherung zu dem Wert, welcher aus den «EL-Fit»- R_s -Daten gewonnen wurde. Die vorhandene Differenz wird durch die Annahme der homogenen Spannungsverteilung über der Zelle sowie durch die «EL-Fit»-Auswertung mit injektionsunabhängiger Lebensdauer hervorgerufen, die, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird, nicht exakt stimmt.

3.4.2 Anwendung auf die gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien

Werden die globalen I - V -Kennlinien der hier untersuchten Probe mit und ohne Beleuchtung mit dem anerkannten Zwei-Dioden-Modell unter der Annahme eines stromdichteunabhängigen Serienwiderstandes angefitet, so ergeben sich die Tabelle 3.1 unter „fester Serienwiderstand“ hinterlegten Parameter. Es ist deutlich erkennbar, dass trotz sehr ähnlicher Serienwiderstandswerte beispielsweise die Sättigungsstromdichten des Diffusionsstromes J_{01} voneinander abweichen, obwohl diese nach der SRH-Theorie und dem daraus folgenden Superpositionsprinzip gleiche Werte annehmen sollten. Somit kann aus dem Wert $J_{01} \approx qD_n n_1^2 / (L_{\text{diff}} N_A)$ keine konsistente Beschreibung der Rekombinationseigenschaften der Solarzelle gewonnen werden. Es wird angenommen, dass die Ursache hierfür zum Teil in der Vernachlässigung des verteilten Serienwiderstandes zu finden ist. Darüber hinaus gibt es weitere bekannte Abweichungen vom Superpositionsprinzip, die im Laufe der weiteren Diskussion noch erläutert werden.

Zur Überprüfung dieser These wird die gemessene Dunkelkennlinie zunächst im Niedrigstrombereich ($J < 2 \text{ mA/cm}^2$) mit einem festen Serienwiderstand angepasst. Hierfür wird die Software «2-Diode Fit» [SPK12] genutzt, die frei verfügbar ist [Suc12]. Der hierbei ermittelte Serienwiderstand repräsentiert nach Gleichung (3.13) formal $R_{\text{hom}} + R_{\text{dis}}$. Aufgrund der geringen Stromdichte hat er jedoch nur minimalen Einfluss auf die Kennlinie und zeigt entsprechend große Unsicherheiten. Im Gegensatz dazu können die Parameter J_{01} , J_{02} , n_2 und R_p mit genügender Genauigkeit ermittelt werden, wobei der Idealitätsfaktor n_1 nicht als freier Parameter fungiert, sondern zuvor festgelegt wird. Zur Bestimmung dieser Parameter ohne den Einfluss von Serienwiderstandseffekten könnte auch die direkte Auswertung einer Suns- V_{oc} -Kurve vorgenommen werden, die in diesem Fall jedoch nicht vorliegt. Unter der Annahme $n_1 = 1$ ergibt sich ein Parametersatz, der infolge der gemessenen Kurzschlussstromdichte $J_{\text{sc}} = 33,1 \text{ mA/cm}^2$ ein V_{oc} hervorrufen würde, welches rund 1,5 mV unterhalb des gemessenen Wertes bei voller Beleuchtung liegt (vgl. unterer Bereich der Tabelle 3.1). Die beobachtete Differenz der Leerlaufspannung kann beispielsweise durch eine injektionsabhängige Lebensdauer hervorgerufen werden, welche zu einem etwas größeren Idealitätsfaktor n_1 führt. Mit der Festlegung $n_1 = 1,02$ wird ein Parametersatz gewonnen, dessen errechnetes V_{oc} dem gemessenen Wert entspricht. Die zugehörigen Werte sind ebenfalls in Tabelle 3.1 unter dem Stichwort „variabler Serienwiderstand – dunkel“

Tabelle 3.1: Parameter des Zwei-Dioden-Modells der globalen I - V -Kennlinien im Dunkeln und unter Beleuchtung, welche jeweils mit stromabhängigem sowie konstantem Serienwiderstand ausgewertet wurden.

Parameter	gemessene I - V -Kennlinie	fester Serienwiderstand		variabler Serienwiderstand		
		dunkel	1,0 Sonne	dunkel	0,1 Sonne	1,0 Sonne
J_{01} [A/cm ²]		$1,53 \times 10^{-12}$	$1,28 \times 10^{-12}$	$2,33 \times 10^{-12}$	$2,38 \times 10^{-12}$	$2,28 \times 10^{-12}$
n_1		1,0	1,0	1,02	1,02	1,02
J_{02} [A/cm ²]		$7,60 \times 10^{-9}$	$2,99 \times 10^{-8}$	$7,00 \times 10^{-9}$	$2,82 \times 10^{-8}$	$2,37 \times 10^{-7}$
n_2		2,0	2,0	2,0	2,34	2,70
R_p [Ωcm^2]		39.215	22.759	38.502	34.855	8.264.540
R_{hom} [Ωcm^2]		0,91	0,92	0,13	0,13	0,13
R_{dis} [Ωcm^2]		—	—	0,83	0,83	0,83
	(@850 nm)	Simulierte Parameter der Hellkennlinie ($J_{\text{sc}} = 33,1 \text{ mA/cm}^2$)				
V_{oc} [mV]		611,9	610,5	612,2	611,7	611,9
FF [%]		76,8	78,1	76,7	77,4	76,8
η [%]		15,56	15,75	15,53	15,64	15,54

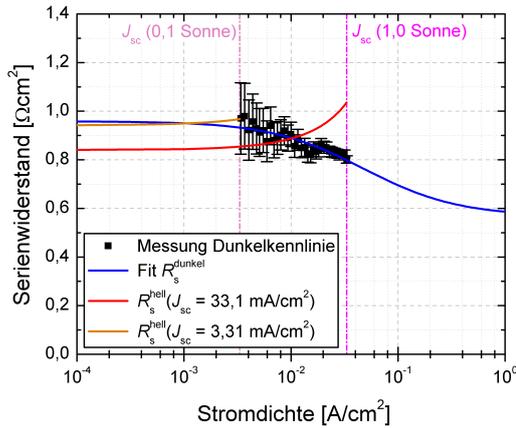


Tabelle 3.2: Globaler Serienwiderstand im Dunkeln und unter Beleuchtung.

Stromdichte [mA/cm ²]	R_s^{dunkel} [Ωcm^2]	R_s^{hell} [Ωcm^2]	
		0,1 Sonne	1,0 Sonne
0,0	0,96	0,94	0,84
3,3	0,93	0,97	0,85
33,1	0,80	—	1,04

Abbildung 3.7: Stromdichteabhängiger Serienwiderstand: Messung und Anpassung im Dunkeln sowie zugehöriger nach Gleichung (3.14) berechneter Serienwiderstand unter Beleuchtung bei 1,0 und 0,1 Sonnen. An den Punkten $J = 0$ und $J = J_{sc}$ ergeben sich die in Tabelle 3.2 hinterlegten Werte.

gegeben. Zur Bewertung der Werte in Tabelle 3.1 sei bemerkt, dass infolge der Unsicherheit der I - V -Messung von $\Delta V = 0,5$ mV und $\Delta J = 0,025$ mA/cm² der Füllfaktor mit einer Genauigkeit von rund $0,2\%$ _{abs} und somit der Wirkungsgrad bis auf $0,03\%$ _{abs} genau bestimmt werden kann.

Aus diesen Parametern kann die Stromdichteabhängigkeit des Serienwiderstandes im Dunkeln berechnet werden, indem die ideale Diodenkennlinie (ohne R_s -Einfluss) für den Hochstromfall extrapoliert wird und analog zu Gleichung (3.12) die Spannungsdifferenz bei einer bestimmten Stromdichte ausgewertet wird. Hieraus ergibt sich die in Abbildung 3.7 dargestellte Abhängigkeit. Diese kann nach Gleichung (3.13) mit den Parametern $R_{\text{dis}} = 0,83 \Omega\text{cm}^2$ und $R_{\text{hom}} = 0,13 \Omega\text{cm}^2$ angepasst werden. Zum direkten Vergleich ist R_s^{hell} nach Gleichung (3.14) für zwei Beleuchtungsintensitäten (1 Sonne und 0,1 Sonne) ebenfalls dargestellt.

Man erkennt deutlich, dass im Falle geringer Stromdichten unter verringerter Beleuchtung R_s^{hell} dem nahezu konstanten Wert der Dunkelkennlinie sehr ähnlich ist und somit die „konventionelle“ Auswertung mit festem R_s möglich ist, der in diesem Falle für die Dunkel- und Hellkennlinie nahezu gleich wäre. Der Serienwiderstand unter voller Beleuchtung hingegen unterscheidet sich deutlich vom Verlauf im Dunkeln, weshalb bei der Angabe und Verwendung von Serienwiderstandswerten immer darauf geachtet werden muss, unter welchen Messbedingungen diese Werte ermittelt worden sind. Als Beispiel sind in Tabelle 3.2 die jeweils nach Gleichung (3.13) und Gleichung (3.14) bei $J = 0$ und $J = J_{sc}$ errechneten Serienwiderstandswerte zusammengefasst. Hierbei zeigt sich, dass sich der R_s -Wert am Arbeitspunkt der Zelle ($J_{\text{MPP}} \approx J_{sc}$) signifikant vom zugehörigen Wert der Dunkelkennlinie unterscheidet.

Mit Hilfe der so ermittelten Serienwiderstandsparameter R_{dis} und R_{hom} können auch die Spannungswerte der Hellkennlinie entsprechend korrigiert werden. Hierzu gilt entsprechend der Gleichung (3.12) $V_{\text{kor}} = V_{\text{mess}} + R_s J$. Die Hellkennlinien wurden mit einer monochromatischen Beleuchtung ($\lambda = 850$ nm) gemessen, deren Intensität so eingestellt wurde, dass der Kurzschlussstrom dem beim Hersteller unter Standardbedingungen gemessenen Wert entspricht. Als zweite Beleuchtungsintensität wurde entsprechend $1/10 J_{sc}$ gewählt. Abbildung 3.8(a) zeigt die korrigierten Hellkennlinien im direkten Vergleich mit der berechneten J_{sc} - V_{oc} -Charakteristik aus der Analyse der Dunkelkennlinie. Für die halblogarithmische

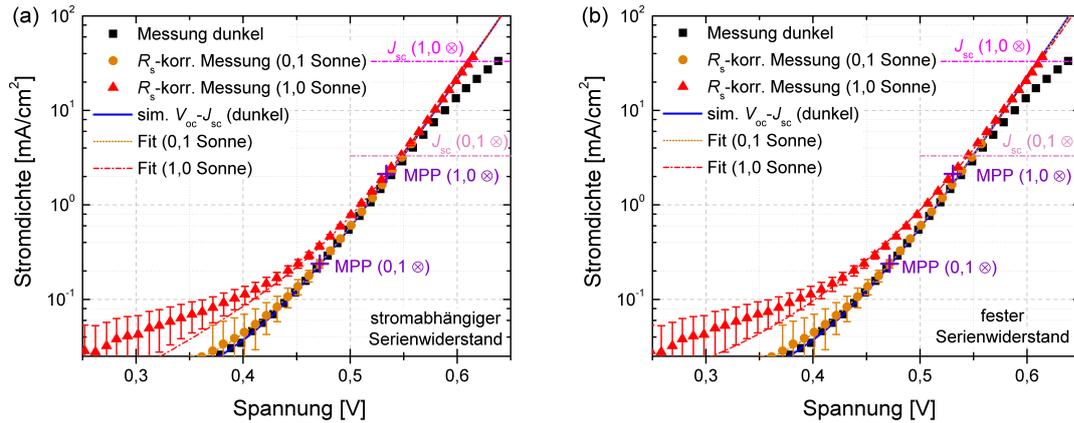


Abbildung 3.8: Gemessene Dunkelkennlinie und R_s -korrigierte Hellkennlinien im Vergleich zur jeweils simulierten J_{sc} - V_{oc} -Kurve: (a) mit stromabhängigem Serienwiderstand und (b) mit festem Serienwiderstand ($\otimes \hat{=}$ Sonne).

Darstellung wurden die Hellkennlinien entsprechend um J_{photo} reduziert. Durch den bereits herausgerechneten Einfluss des Serienwiderstandes entspricht $J_{photo} = J(V_{korr} = 0)$. Die Abweichungen, die infolge der Nutzung des J_{sc} der unkorrigierten Kennlinie zur Berechnung von R_s^{hell} nach Gleichung (3.14) auftreten, sind hierbei gegenüber der Unsicherheit bei der Anpassung der Parameter R_{dis} und R_{hom} aus der Dunkelkennlinie vernachlässigbar. Ein Fit der R_s -korrigierten Hellkennlinien mit der Software «2-Diode Fit» ohne Serienwiderstand ergibt die in Tabelle 3.1 unter „variabler Serienwiderstand – 0,1 Sonne“ bzw. „1,0 Sonne“ beschriebenen Parameter.

Es zeigt sich, dass die Hellkennlinie unter verringerter Beleuchtung sehr gut dem Superpositionsprinzip entspricht und die reduzierte R_s -korrigierte Kennlinie mit der simulierten J_{sc} - V_{oc} -Kurve zusammenfällt. Die entsprechenden Anpassungskurven überlagern sich in der Abbildung 3.8. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei voller Beleuchtung eine deutliche Differenz im unteren Spannungsbereich, die nicht durch Serienwiderstandseffekte beschrieben werden kann. Auch die Anpassungen mit dem Zwei-Dioden-Modell sind in diesem Bereich mit stärkeren Abweichungen verbunden als unter reduzierter Beleuchtung. Diese Abweichungen vom Superpositionsprinzip wurden bereits 1994 von Robinson *et al.* beschrieben [RAG94a]. Dabei wurden auf der Grundlage von «PC1D»-Simulationen zwei Arten von Abweichungen im unteren Spannungsbereich gezeigt. Abweichung 1 ergibt sich aus einer stark injektionsabhängigen Rekombination (z. B. eine oxidierte Rückseite), während die dort beschriebene Abweichung 2 durch eine hohe Rekombination im Bulk und/oder an der Rückseite hervorgerufen wird, wie sie in multikristallinen Industriesolarzellen auftreten kann. Da in der hier untersuchten Probe die Injektionsabhängigkeit der Rekombination gering ist ($n_1 \approx 1$), liegt hauptsächlich der zweite Fall vor. In der globalen Kennlinie entsprechen diese Effekte dem Verlauf einer verstärkten zweiten Diode (J_{02} , n_2) oder eines verringerten Parallelwiderstandes R_p [RAG94a], haben jedoch ihre physikalische Ursache in der erhöhten Ladungsträgerkonzentration unter Beleuchtung im Vergleich zur Messung im Dunkeln unter gleicher Vorwärtsspannung [Bre14]. Da diese Effekte vom Injektionsniveau abhängen, können sie bei geringer Beleuchtung vernachlässigt werden, wie der Vergleich der simulierten J_{sc} - V_{oc} -Kurve mit der reduzierten R_s -korrigierten Hellkennlinie unter 0,1 Sonne zeigt. Ähnliches wurde bereits von Greulich *et al.* [GGR10] beobachtet. Aus diesem Grund kann bei industriellen Solarzellen keine absolute Superposition der Hell- und Dunkelkennlinien erwartet werden. Vielmehr werden sich vor allem J_{02} , n_2 und R_p im Hell- und

Dunkelfall deutlich unterscheiden. Diese Effekte bewirken eine Reduktion des Füllfaktors FF unter Beleuchtung, der aus der Dunkelkennlinie nicht vorhergesagt werden kann, wie es in Tabelle 3.1 erkennbar ist. Die Überschätzung des FF liegt im hier untersuchten Fall bei $0,6\%_{\text{abs}}$. Bei den Untersuchungen von Fong *et al.* [FMB13] wurde dieser Effekt nicht beobachtet, da sich deren Probenauswahl auf monokristalline Hocheffizienz-Solarzellen beschränkte, die eine entsprechend geringe Rekombination aufweisen.

Für eine konsistente Beschreibung der Hell- und Dunkelkennlinie von Solarzellen ist somit zu erwarten, dass die Werte J_{01} , n_1 , R_{dis} und R_{hom} unabhängig von der Beleuchtung sind, während J_{02} , n_2 und R_p jeweils verschieden sind. Die letztgenannten Werte haben unter Beleuchtung dann nicht mehr den alleinigen physikalischen Grund der Rekombination innerhalb der Raumladungszone bzw. eines ohmschen Parallelstromes über den p-n-Übergang, sondern beschreiben auch die zusätzliche Rekombination infolge der erhöhten Ladungsträgerdichte durch die Beleuchtung. Dieses Verhalten ist für die vorgestellte Parametrisierung des stromabhängigen Serienwiderstandes gegeben, wie es in Tabelle 3.1 unter „variabler Serienwiderstand“ nachvollzogen werden kann.

Gegenüberstellung zur konventionellen Anpassungsmethode

Ein anderes Ergebnis ergibt sich bei konventionellen Fits mit festen Serienwiderständen und $n_1 = 1$, wie sie in Abbildung 3.8(b) dargestellt sind. Hierbei wurde zunächst die gesamte Dunkelkennlinie gefittet und die entsprechende $J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}$ -Kennlinie simuliert. Auch die beiden Hellkennlinien wurden mit dem klassischen Zwei-Dioden-Modell mit festem R_s angepasst. Die erhaltenen Parameter im Dunkeln und unter voller Beleuchtung sind in Tabelle 3.1 dargestellt und zeigen erhebliche Differenzen. Während die Serienwiderstände überraschend gut übereinstimmen, ist J_{01} unter Beleuchtung mehr als 16 % geringer als im Dunkeln. Dementsprechend weichen auch die Vorhersagen zu V_{oc} , FF und η aus der Dunkelkennlinie stärker vom Messergebnis ab als unter der Annahme eines stromabhängigen Serienwiderstandes. Sogar die gefitteten Parameter der Hellkennlinie geben V_{oc} etwas zu groß an, während am Punkt maximaler Leistung eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten gegeben ist. Abbildung 3.8(b) zeigt außerdem, dass die korrigierten Kennlinien, die mit Hilfe des festen Serienwiderstandes ermittelt wurden, auch außerhalb der bekannten Abweichungen vom Superpositionsprinzip nicht exakt zueinander passen. Speziell die rote Strich-Punkt-Linie der 1,0 Sonnen-Anpassung weicht im oberen Bereich zu größeren Spannungswerten ab. Der nahezu identische feste Serienwiderstand im Dunkeln und unter Beleuchtung wird nach den bisher getroffenen Betrachtungen so nicht erwartet und ist höchstwahrscheinlich der Anpassung auf Grundlage des falschen Modells geschuldet.

Die in Tabelle 3.3 dargestellten korrigierten Spannungswerte am MPP zeigen, dass die Abweichung zwischen der Dunkelkennlinie und der Hellkennlinie durch die Einführung

Tabelle 3.3: R_s -korrigierte Spannungen der reduzierten Hellkennlinien und $J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}$ -Kurve am jeweiligen Punkt maximaler Leistung (MPP).

Beleuchtungsstärke	Serienwiderstand	$V_{J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}}(J_{\text{MPP}})$ [mV]	$V_{\text{hell}}(J_{\text{MPP}})$ [mV]	ΔV [mV]
0,1 Sonne	fest	472,9	471,6	1,3
	stromabhängig	472,4	471,6	0,8
1,0 Sonne	fest	537,5	530,8	6,6
	stromabhängig	537,3	533,8	3,5

eines stromabhängigen Serienwiderstandes in das Zwei-Dioden-Modell nahezu halbiert werden kann. Die verbleibende Differenz wird hauptsächlich durch die oben beschriebenen Abweichungen im Niedrigspannungsbereich hervorgerufen, die zumindest teilweise noch wirksam sind. Die konventionelle Methode überschätzt somit den erreichbaren Wirkungsgrad um rund $0,2\%_{\text{abs}}$.

Löst man sich vom Ansatz einer injektionsunabhängigen Lebensdauer innerhalb der konventionellen Auswertemethode, so kann unter der Annahme $n_1 = 1,07$ für die Hell- und die Dunkelkennlinie derselbe Wert von $J_{01}^{\text{dunkel}} = 6,40 \times 10^{-12}$ bzw. $J_{01}^{\text{hell}} = 6,32 \times 10^{-12}$ A/cm² ermittelt werden. Die entsprechende Hellkennlinie kann dabei in linearer Darstellung nicht von der Hellkennlinie, die mit Hilfe des stromabhängigen Serienwiderstandes ermittelt wurde, unterschieden werden. Beide Varianten geben die Parameter V_{MPP} , J_{MPP} , FF und η korrekt wieder. Das aus der Dunkelkennlinie berechnete $V_{\text{oc}} = 614,5$ mV ist jedoch rund $2,5$ mV größer als die Messung unter Beleuchtung zeigt. Da die Abweichungen von Superpositionsprinzip nach Robinson *et al.* [RAG94a] in Spannungsbereich um V_{oc} jedoch nicht mehr wirksam sind, kann hieraus geschlossen werden, dass das Konzept eines festen Serienwiderstandes nicht geeignet ist, einen konsistenten Parametersatz zur Beschreibung der Solarzelle zu ermitteln.

Vergleich mit «EL-Fit»- R_s -Messung

Um einen Vergleich der aus «EL-Fit» gewonnenen R_s -Daten mit dem Serienwiderstandsparametern vornehmen zu können, die aus den globalen Kennlinien ermittelt wurden, ist es notwendig, das Konzept der injektionsabhängigen Lebensdauer auf die Auswertung der Lumineszenzbilder zu übertragen. Die entsprechende Methodik wird im nächsten Kapitel vorgestellt, wobei ein erstes Ergebnis für die untersuchte Probe bereits vorweggenommen wird. Der gemittelte Verlauf des Serienwiderstandes zwischen den Busbars, der analog zur in Abbildung 3.2(a) dargestellten Charakteristik gemessen, jedoch unter der Annahme $n_1 = 1,02$ ausgewertet wurde, zeigt einen insgesamt etwas erhöhten Serienwiderstand im Vergleich zur Auswertung mit $n_1 = 1$ (siehe Abbildung 3.9). Für den homogenen Anteil des Serienwiderstandes ergibt sich nun $R_{\text{hom}} = 0,636 \Omega\text{cm}^2$ und für den verteilten Anteil $R_{\text{dis}} = 0,379 \Omega\text{cm}^2$. Die Simulation des Serienwiderstandsverlaufs mit den Parametern der globalen Kennlinienanalyse zeigt, dass erhebliche Differenzen zur Messung vorhanden sind. Obwohl der homogene Anteil des Serienwiderstandes sehr viel größer ist, als die globale Kennlinienauswertung erwarten lässt, gibt es in größerer Entfernung zum Busbar bessere Übereinstimmungen zwischen beiden Messmethoden.

Die Gründe für diese deutlichen Unterschiede können in verschiedenen Tatsachen bestehen: Zum einen wurden die beiden Messungen auf unterschiedlichen Messblöcken durchgeführt, die zu leicht unterschiedlichen Kontaktierungen führen, wie in den unterschiedlichen Strömen $2,7$ A gegen $3,0$ A bei einer angelegten Spannung von 597 mV deutlich wird. Ein zusätzlicher Kontaktwiderstand wirkt sich dabei auf den homogenen Anteil des Serienwiderstandes aus. Des Weiteren resultiert aus der Anpassung des Serienwiderstandsprofils unter der Annahme eines homogenen Stromflusses ein verfälschter Wert R_{dis} . Beachtet man zusätzlich noch den Effekt des Serienwiderstandes auf den Stromfluss zwischen den Gridleitungen, wie er in Abbildung 3.2(b) deutlich wird, so fällt auf, dass das hier dargestellte Profil den homogenen Anteil überschätzt. Der Effekt der Emitters wird zu ähnlichen Teilen dem verteilten als auch dem homogenen Serienwiderstandsanteil zugeordnet, so dass der R_{hom} -Wert direkt am Busbar rund $0,1 \Omega\text{cm}^2$ geringer sein wird. Durch die vorgenommene Mittelung in y -Richtung wird gleichzeitig der verteilte Serienwiderstand unterschätzt, der einen

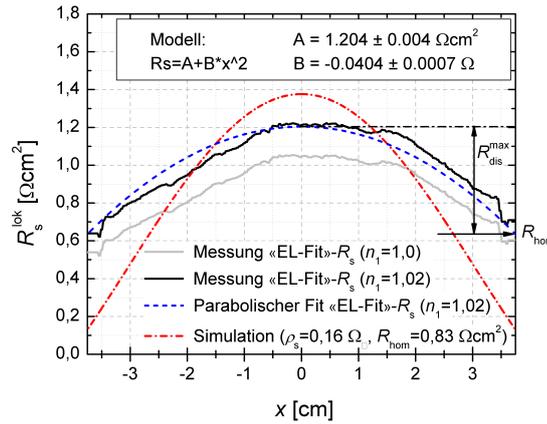


Abbildung 3.9: Gemitteltetes Serienwiderstandsprofil der markierten Region in Abbildung 3.1 unter der Annahme $n_1 = 1,02$ sowie simuliertes Profil mit den Parametern aus der Auswertung der globalen Kennlinien.

erhöhten Serienwiderstand auf bestimmte Bereiche der Solarzelle verursacht. Wie genau sich der Einfluss der Emitterleitfähigkeit auf den effektiven Wert des Serienwiderstandes auswirkt, kann im Rahmen des hier vorgestellten 1-dimensionalen Modells nicht abgeschätzt werden.

Die Analyse der Elektrolumineszenzbilder beruht auf der sogenannten Fuyuki-Näherung [FKY⁺05][BKA⁺10], wonach das EL-Signal proportional zur Diffusionslänge ist und damit indirekt proportional zur Sättigungsstromdichte J_{01} (vgl. Gleichung (2.20)). Dies gilt streng jedoch nur für Solarzellen, deren Dicke groß gegen die Diffusionslänge L_{diff} ist. Darüber hinaus beachtet diese Theorie keine tiefenabhängige Reabsorption der Lumineszenzstrahlung, die bei der Verwendung von Siliziumdetektoren einen signifikanten Einfluss haben kann. Es ist bisher keine Studie zu diesen Einschränkungen bekannt, jedoch sind Spuren der lokalen Lebensdauerverteilung innerhalb des «EL-Fit»- R_s -Bildes sichtbar (vgl. Abbildung 3.1(a)). Zu guter Letzt muss beachtet werden, dass die gesamte Solarzelle in Analogie zur Analyse der globalen Kennlinie mit dem Idealitätsfaktor $n_1 = 1,02$ ausgewertet wurde, wobei nicht auszuschließen ist, dass dieser Wert in der multikristallinen Solarzelle ebenfalls lokal variiert.

3.4.3 Umsetzung in die Software «2-Diode Fit» der RWTH Aachen

Für die Berücksichtigung des verteilten Serienwiderstandes bei der Bestimmung der Parameter des Zwei-Dioden-Modells wurde das Modell des stromabhängigen Serienwiderstandes von Suckow (RWTH Aachen) in die Software «2-Diode Fit»[Suc12] implementiert. Dieses Programm ermöglicht unter anderem auch die Anpassung der gesamten Hell- bzw. Dunkelkennlinie unter der Annahme eines variablen Serienwiderstandes, wie es in Abbildung 3.10 dargestellt ist. Hierbei ergeben sich im gewählten Beispiel nahezu identische Werte, wie aus der manuellen Auswertung mit Hilfe der Dunkelkennlinie (vgl. Tabelle 3.1).

Aus Gründen der Stabilität der Anpassungen sollte jedoch in Analogie zur hier gezeigten Vorgehensweise zunächst der Niedrigstromanteil der Dunkelkennlinie gefittet werden, wobei der Idealitätsfaktor n_1 fest vorgegeben wird und der Serienwiderstand stromunabhängig ist. Für die Ermittlung des korrekten Idealitätsfaktors wird entsprechend eines vorgegebenen J_{photo} der Wert V_{oc} ausgegeben, der mit dem Messwert unter Beleuchtung verglichen

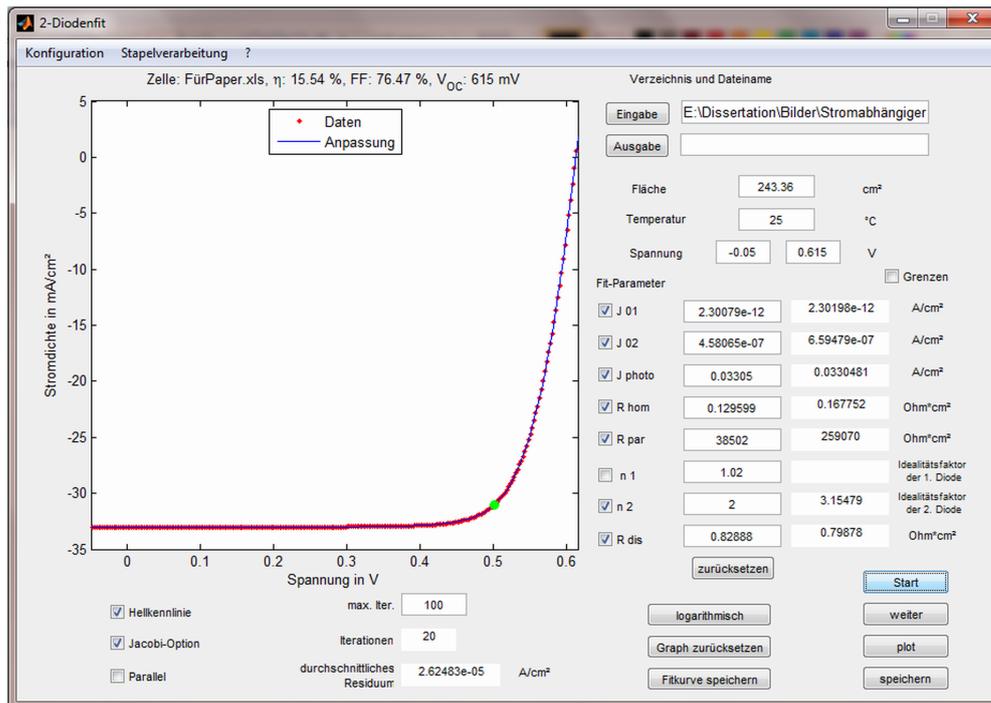


Abbildung 3.10: Benutzeroberfläche der Software «2-Diode Fit» von Suckow [Suc12] im Modus des „Breitenstein-Rissland-Modells“, welches die oben beschriebene Stromdichteabhängigkeit des Serienwiderstandes berücksichtigt.

werden kann. Die entsprechenden Parameter des Zwei-Dioden-Modells können schließlich festgesetzt werden, und in einer weiteren Anpassung über den gesamten Spannungsbereich können die Werte R_{dis} und R_{hom} ermittelt werden.

4 Auswertung von Elektrolumineszenzaufnahmen mit injektionslevelabhängiger Ladungsträgerlebensdauer

Es existiert eine Vielzahl von lumineszenzbasierten Messmethoden zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstandes, der lokalen Sättigungsstromdichte oder der Diffusionslänge sowie der lokalen Spannung. All diese Methoden beschreiben dabei die Abhängigkeit $J(V)$ mit einem Ein-Dioden-Modell und dem Idealitätsfaktor $n_1 = 1$. Ist die Minoritätsladungsträgerlebensdauer jedoch vom Injektionsniveau abhängig, so ist dieser Zusammenhang nicht mehr gültig und ein Idealitätsfaktor $n_1 > 1$ muss eingeführt werden. In diesem Kapitel wird die quantitative Auswertung von Elektrolumineszenzbildern des Algorithmus «EL-Fit» auf diesen Fall einer injektionsabhängigen Ladungsträgerlebensdauer erweitert und entsprechend angewendet, wie es im Rahmen von [RB13a] bereits publiziert wurde. Hierdurch kann gewährleistet werden, dass die lokalen Auswertungen der Kapitel dieser Arbeit mit korrekten Parametern der lokalen Spannung bzw. des lokalen Serienwiderstandes vorgenommen werden, was unter anderem für die korrekte Trennung der Dunkelstromanteile notwendig ist.

4.1 Beschreibung der Kennlinien mit injektionslevelabhängiger Ladungsträgerlebensdauer

Elektrolumineszenzbilder können mit Hilfe des Algorithmus «EL-Fit» [BKA⁺10] unter der Annahme einer injektionsunabhängigen Lebensdauer ausgewertet werden, wobei die Kennlinie der Solarzelle mit $J_{\text{dunkel}} = J_{01} \exp(V_{\text{lok}}/V_T)$ beschrieben wird. Im typischen Spannungsbereich zwischen V_{MPP} und V_{oc} kann jedoch durch eine teilweise Sättigung von SRH-Zentren bzw. die parallele Aktivität mehrerer Störniveaus eine Injektionslevelabhängigkeit der Lebensdauer auftreten, die subproportional zu n ist (vgl. Gleichung (2.9)). Für den lokalen Dunkelstrom ergibt sich nach dem Ein-Dioden-Modell somit ein Idealitätsfaktor $1 < n_1 < 2$:

$$J_{\text{dunkel}}(V_i) = J_{01,i}(V_i) \exp \frac{V_i}{V_T} = J_{01,i}^{\#} \exp \frac{V_i}{n_1 V_T} \quad (4.1)$$

wobei i im Folgenden der Positionsindex ist und $J_{01,i}^{\#}$ den spannungsunabhängigen Sättigungsstromdichteparameter für einen gegebenen Idealitätsfaktor n_1 darstellt. Der Parameter $J_{01,i}(V_i)$ in Gleichung 4.1 ändert sich demnach mit der Spannung V_i wie folgt:

$$J_{01,i}(V_i) = J_{01,i}^{\#} \exp \left(\frac{V_i}{V_T} \left(\frac{1}{n_1} - 1 \right) \right) \quad (4.2)$$

Bei einem Idealitätsfaktor $n_1 = 1$ ist $J_{01,i}$ somit unabhängig von V_i und $J_{01,i}^{\#}$ entspricht der üblichen Sättigungsstromdichte. Für $n_1 > 1$ wird $J_{01,i}^{\#}$ sehr viel größer als die realen (span-

nungsabhängigen) Werte $J_{01,i}$, die über Gleichung (4.2) berechnet werden können. Für die Ladungsträgerlebensdauer in der Näherung dicker Solarzellen ergibt sich in Abhängigkeit von der lokalen Minoritätsladungsträgerdichte n_i bzw. der lokalen Spannung V_i :

$$\tau_i = \tau^\# \left(\frac{n_i}{N_c} \right)^{(2-(2/n_1))} = \tau^\# \exp \left(\frac{V_i}{V_T} \left(2 - \frac{2}{n_1} \right) \right) \quad (4.3)$$

mit der effektiven Konzentration der elektronischen Zustände N_c und dem spannungsunabhängigen Lebensdauerparameter $\tau^\#$. Wie nach der Herleitung zu erwarten ist, bleibt die Lebensdauer für $n_1 = 1$ konstant und steigt für $n_1 > 1$ mit größer werdender Spannung.

Die Berücksichtigung dieser steigenden Lebensdauer in der Auswertung von Elektrolumineszenzaufnahmen besteht im Wesentlichen darin, den Parameter $J_{01,i}^\#$ einzuführen und n_1 zur alleinigen Beschreibung der Stärke der Injektionslevelabhängigkeit von τ zu nutzen.

4.2 Auswertung der Elektrolumineszenzbilder

Die Auswertung der Lumineszenzbilder beruht darauf, dass die lokale Lumineszenzintensität sehr stark von der Minoritätsladungsträgerkonzentration und damit im Fall der Niedriginjektion exponentiell von der lokalen Spannung V_i abhängt, wie es in Gleichung (2.19) bereits beschrieben wurde:

$$\Phi_i = C_i \exp \left(\frac{V_i}{V_T} \right) \quad (2.19)$$

Der lokale Proportionalitätsfaktor C_i beschreibt dabei neben den optischen Eigenschaften der Probe auch die Tiefenabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration und hängt somit von der lokalen Ladungsträgerlebensdauer ab. Er ist jedoch unabhängig von V_i , solange diese Lebensdauer konstant ist [GHZ⁺10]. Ist C_i bekannt, so kann die lokale Spannung V_i nach Gleichung (2.19) direkt aus Φ_i berechnet werden. In einigen Auswertemethoden, z. B. nach Trupke *et al.* [TPBA07] oder Haunschild *et al.* [HGK⁺09], wird zur Bestimmung von C_i eine sogenannte Skalierungsmessung bei kleinen Stromdichten vorgenommen und ein vernachlässigbar kleiner Spannungsabfall über dem Serienwiderstand angenommen. Dies führt zu der Vereinfachung $V_i = V_B$, mit der C_i berechnet werden kann.

Die Methode von Breitenstein *et al.* [BKA⁺10] beachtet hingegen in einem iterativen Algorithmus den Spannungsabfall bei beiden verwendeten EL-Messungen über das Modell des lokalen Serienwiderstandes:

$$V_i = V_B - R_{s,i} J_i \quad (2.12)$$

Obwohl im letzten Kapitel gezeigt wurde, dass diese Beschreibung des Serienwiderstandes global nicht korrekt ist, gibt sie dennoch für die zugehörige von außen anliegende Spannung deren lokale Verteilung korrekt wieder. Die lokale Stromdichte J_i wird dabei über die Gleichung (4.1) beschrieben. Da bei einer EL-Messung sowohl $R_{s,i}$ als auch $J_{01,i}$ unbekannt sind, kann aus den Gleichungen (2.12) und (2.19) nur das Produkt aus beiden bestimmt werden [BKA⁺10]. Mit Hilfe der sogenannten Fuyuki-Näherung kann dieses Problem umgangen werden. Bezug nehmend auf Gleichung (2.20) beschreibt diese eine indirekte Proportionalität zwischen der Konstanten C_i und der lokalen Sättigungsstromdichte $J_{01,i}$ [FKY⁺05].

Alle bisher getroffenen Aussagen basieren auf den Überlegungen von Breitenstein *et al.* und nehmen somit eine injektionsunabhängige Ladungsträgerlebensdauer an [BKA⁺10]. Im Falle einer konzentrationsabhängigen Lebensdauer wird jedoch sowohl $J_{01,i}$ als auch

C_i spannungsabhängig [RB13a]. Mit einem bekannten Wert n_1 ist zwar die Spannungsabhängigkeit von $J_{01,i}$ nach Gleichung (4.2) bekannt, jedoch kann keine Aussage zu $C_i(V_i)$ getroffen werden, denn dieser Faktor beinhalten auch experimentelle und geometrische Eigenschaften der Probe. Ist beispielsweise die Diffusionslänge L_{diff} viel kleiner als die Dicke der Solarzelle, so ergibt sich für die Elektrolumineszenz nahe dem Emmitter ein Wert C_i , welcher in Analogie zur Fuyuki-Näherung proportional zu L_{diff} und damit zu $J_{01,i}^{-1}$ ist. Streng genommen gilt diese Voraussetzung auch für die Herleitung der Gleichungen (4.1) und (4.3), welche ebenfalls vom exponentiellen Abfall der Überschussladungsträgerdichte $\Delta n(z)$ ausgehen. Im Extremfall einer sehr großen Diffusionslänge gilt jedoch $J_{01,i} \propto \tau_i^{-1}$ und das Ladungsträgerprofil $\Delta n(z)$ wird unabhängig von der Lebensdauer τ , da die Ladungsträgerkonzentration in der Tiefe nahezu konstant wird. In diesem Fall wäre die Lumineszenzintensität und damit C_i unabhängig von der Lebensdauer.

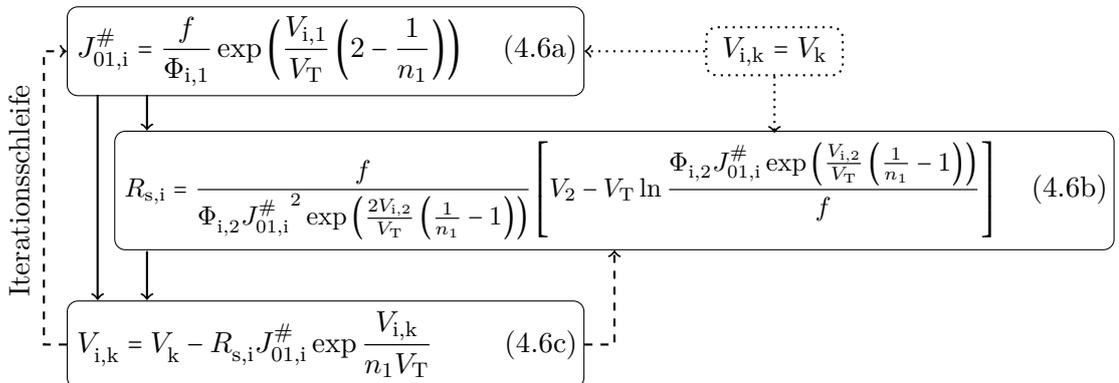
Unabhängig von dieser letzten Betrachtung wird für die weitere Analyse die Gültigkeit der Fuyuki-Näherung auch im Falle einer injektionsabhängigen Lebensdauer angenommen, da diese Untersuchungen zumeist auf rekombinationsaktive Defekte mit entsprechend geringen Diffusionslängen angewendet werden. Demnach gilt nun entsprechend:

$$C_i = \frac{f}{J_{01,i}(V_i)} \quad (4.4)$$

Verknüpft man die Gleichungen (4.1), (2.19) und (4.4) miteinander, so erhält man für den Dunkelstrom:

$$J_{\text{dunkel}} = \frac{\Phi_i}{f} (J_{01,i}(V_i))^2 = \frac{\Phi_i}{f} J_{01,i}^{\#2} \exp\left(\frac{2V_i}{V_T} \left(\frac{1}{n_1} - 1\right)\right) \quad (4.5)$$

Zusammen mit den Gleichungen (4.2), (2.19) und (2.12) ergibt sich ein Ausdruck für den Serienwiderstand, wie er in Gleichung (4.6b) dargestellt ist. Anders als Gleichung (1) in [BKA⁺10] kann diese Gleichung für $n_1 > 1$ auch bei Kenntnis des Faktors f nicht direkt gelöst werden, da V_i wiederum von $R_{s,i}$ abhängt. Im selben Zusammenhang muss erwähnt werden, dass auch die Koeffizienten im von Glatthaar *et al.* [GHZ⁺10] zur Berechnung des lokalen Serienwiderstandes verwendeten Gleichungssystem in diesem Fall spannungsabhängig würden und so eine Anwendung der darin vorgestellten Vorgehensweise nicht möglich ist. In Analogie zur Vorgehensweise von Breitenstein *et al.* [BKA⁺10] kann die Gleichung (4.6b) jedoch in einem iterativen Verfahren eingesetzt werden [RB13a]:



Die iterative Ausführung der Gleichungen (4.6a–c) führt mit dem Startwert $R_{s,i} = 0$ bzw. $V_{i,k} = V_k$ und den Lumineszenzmesswerten $\Phi_{i,1}(V_1)$ und $\Phi_{i,1}(V_2)$ zu einem selbstkonsistenten Satz der beiden Parameter $R_{s,i}$ und $J_{01,i}^{\#}$ sowie der lokalen Spannungen $V_{i,1}$ und $V_{i,2}$ bezüglich den von außen während der EL-Messungen anliegenden Spannungen V_1 und V_2 .

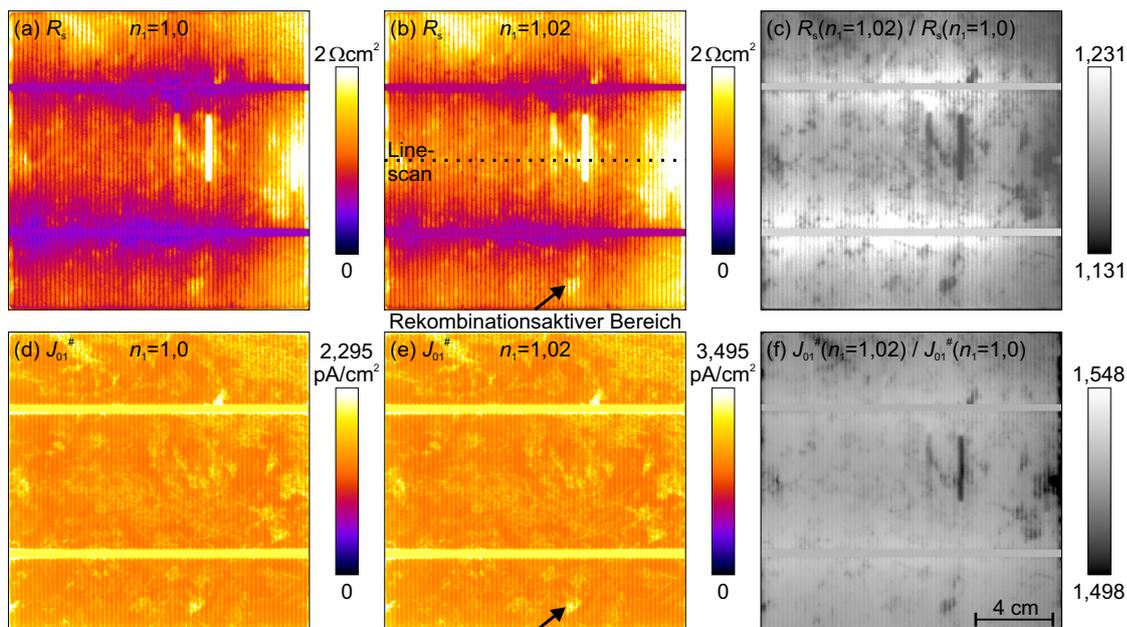


Abbildung 4.1: Auswertung zweier Elektrolumineszenzbilder bei 548 mV und 597 mV bezüglich des Serienwiderstandes R_s [(a)+(b)] und der Sättigungsstromdichte $J_{01}^{\#}$ [(d)+(e)] unter der Annahme eines Idealitätsfaktors $n_1 = 1$ sowie $n_1 = 1,02$. (c)+(f) zeigen jeweils den Quotienten der entsprechenden Verteilungen mit $n_1 = 1,02$ und $n_1 = 1$.

4.3 Anwendung auf eine multikristalline Solarzelle

Das vorgestellte Verfahren wurde auf dieselbe industriell gefertigte Solarzelle angewendet, deren Serienwiderstandsparameter im vorangegangenen Kapitel bezüglich ihres verteilten Charakters analysiert wurden. Die beiden Elektrolumineszenzmessungen wurden bei $V_1 = 548$ mV und $V_2 = 597$ mV aufgenommen. Die unter der Annahme eines erhöhten $n_1 = 1,02$ gewonnenen Verteilungen von R_s und $J_{01}^{\#}$ sind in Abbildung 4.1 im Vergleich zur Auswertung nach Breitenstein *et al.* [BKA⁺10], d. h. mit $n_1 = 1$, dargestellt. Der Skalierungsfaktor f wurde dabei jeweils so gewählt, dass der Mittelwert der lokalen Sättigungsstromdichte $\langle J_{01,i}^{\#} \rangle$ dem Messwert der globalen Kennlinie entspricht. Dieser Wert f ist in beiden Fällen nahezu identisch bei $1,171 \times 10^{-18}$ A/cm² bzw. $1,196 \times 10^{-18}$ A/cm². Um die Bereiche der beiden Busbars zu berücksichtigen, wurden diese jeweils durch den Mittelwert der unmittelbaren Umgebung ersetzt. Dies ist notwendig, da an dieser Stelle aufgrund der Abschattung durch die Kontaktierung keine Lumineszenz detektiert werden kann, jedoch ein signifikanter Dunkelstrom fließt.

Für den erhöhten Idealitätsfaktor ergibt sich ein im Mittel um den Faktor 1,18 erhöhter Serienwiderstand, der in erster Näherung dieselbe qualitative Verteilung aufweist. Die Bildung des Quotienten beider Verteilungen (Abbildung 4.1(c)) zeigt jedoch, dass die kleineren Serienwiderstände nahe dem Busbar mit einem größeren Faktor skalieren als die größeren Serienwiderstände zwischen den Busbars oder im Bereich des durchtrennten Gridfingers. Gleichzeitig erkennt man, dass die Bereiche erhöhter Rekombinationsaktivität ebenfalls etwas schwächer ansteigen als der Mittelwert der Zelle. All diese Abweichungen sind aufgrund des nur gering erhöhten Idealitätsfaktors jedoch nur schwach ausgeprägt.

Bei der Sättigungsstromdichte zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Die lateralen Verteilungen von $J_{01}^{\#}$ sind in der Skalierung von 0 bis 150 % des Mittelwertes (Abbildung 4.1(d)+(e))

nicht voneinander unterscheidbar und weisen Differenzen von weniger als 2 % im Quotientenbild auf (Abbildung 4.1(f)). Hierbei sind die schwächeren Steigungen ebenfalls an starke Serienwiderstandseffekte und stark rekombinationsaktive Bereiche gekoppelt.

Die starke Abhängigkeit des Serienwiderstandes vom vorgegebenen Idealitätsfaktor erklärt sich daraus, dass jeder R_s die ideale Diodenkennlinie abflacht und linearisiert. Jeder Messpunkt, der schwächer als $\exp(V_i/V_T)$ ansteigt, wird demnach durch den Serienwiderstand hervorgerufen, da die lokale Spannung V_i am p-n-Übergang geringer ist als die Spannung an den äußeren Kontakten. Auch ein erhöhter Idealitätsfaktor bewirkt eine abgeflachte Kennlinie, so dass dieser dem Serienwiderstand entgegen wirken müsste. Betrachtet man jedoch den Grenzfall eines sehr geringen Serienwiderstandes, wie er beispielsweise nahe den Busbars auftreten kann, so erhält man unter der Annahme einer mit der Spannung steigenden Ladungsträgerlebensdauer einen Anstieg der Lumineszenzintensität $\Phi(V)$ der eventuell steiler als $\exp(V_i/V_T)$ ist, wenn der Faktor C_i mit der Lebensdauer ansteigt. Nutzt man zur Auswertung fälschlicherweise $n_1 = 1$, so kann dies formal nur durch einen negativen Serienwiderstand erreicht werden, denn scheinbar ist V_i nun größer als die von außen angelegte Spannung. Unter der Annahme eines erhöhten Idealitätsfaktors kann der Anstieg von C_i jedoch korrekt berücksichtigt werden. Der Anstieg der Kennlinie und der Lumineszenzintensität zeigen mit steigendem n_1 somit ein entgegengesetztes Verhalten. Wie man Tabelle 4.1 entnehmen kann, wirken sich daher bereits kleine Änderungen des Idealitätsfaktors signifikant auf den ermittelten Serienwiderstand aus.

Die Verteilung der lokalen Spannungen, welche hier nicht explizit dargestellt sind, werden nicht vom Wert f beeinflusst, da sie nach Gleichung (4.6c) vom Produkt der Werte $R_{s,i}$ und $J_{01,i}^\#$ abhängig sind. Aus den Gleichungen (4.6a) und (4.6b) erkennt man, dass $J_{01,i}^\# \propto f$ und $R_s \propto f^{-1}$ gilt. Die Auswertung von Elektrolumineszenzbildern unter der Annahme einer injektionsabhängigen Lebensdauer kann somit auch direkt für die Berechnung des Serienwiderstandes nach der «RESI»-Methode [RBH⁺07] genutzt werden, welche in die Software «Local I-V» integriert ist. Auch hierbei steigt der Serienwiderstand im Vergleich zur Auswertung mit $n_1 = 1$ an (vgl. Tabelle 4.1), da der lokale Spannungsabfall zunimmt. Wie in Kapitel 3 als Paradoxon des flächenbezogenen Serienwiderstandes diskutiert, ergeben sich dabei erniedrigte R_s -Werte in Bereichen mit lokal erhöhtem Dunkelstrom.

Für den Serienwiderstand, der direkt aus zwei Lumineszenzmessungen berechnet wurde, zeigt sich in diesen Gebieten hingegen ein leicht erhöhter Wert R_s . Ein solcher Bereich ist in Abbildung 4.1(b) mit einem Pfeil markiert. Die gepunktete Linie mittig zwischen den Busbars im selben Bild stellt den Bereich des Linescans dar, der in Abbildung 4.2(a) mit einer entsprechenden «RESI»-Auswertung unter der Annahme $n_1 = 1,02$ verglichen wird. Man erkennt deutlich, dass in Bereichen mit großer Sättigungsstromdichte die «EL-Fit»- R_s -Werte leicht ansteigen, während die «RESI»- R_s -Werte ausgeprägte Minima zeigen. Diese Beobachtung wird durch eine Darstellung des pixelweisen Quotienten der beiden R_s -Verteilungen gegen $J_{01}^\#$ in Abbildung 4.2(b) bestätigt. Der Vergleich mit einem zweiten Bereich nahe dem unteren Busbar zeigt, dass in diesem der minimale Quotient leicht

Tabelle 4.1: Mittelwerte von «EL-Fit»- R_s und «RESI»- R_s unter der Annahme verschiedener Idealitätsfaktoren.

		$n_1 = 1,0$	$n_1 = 1,02$	
«EL-Fit»- R_s	$[\Omega\text{cm}^2]$	1,03	1,22	+18 %
«RESI»- R_s	$[\Omega\text{cm}^2]$	0,97	1,06	+10 %

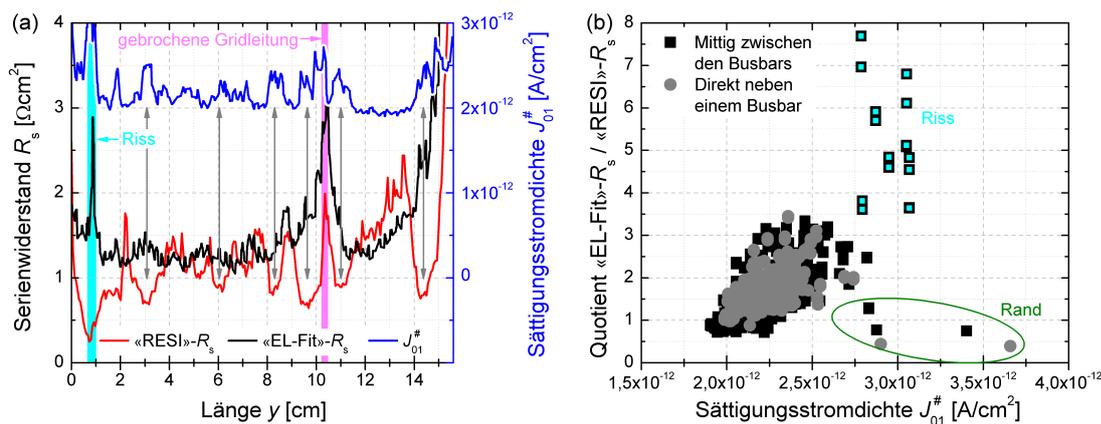


Abbildung 4.2: (a) Linearscans von «EL-Fit»- R_s und $J_{01}^{\#}$ nach der Auswertung mit $n_1 = 1,02$ (gepunktete Linie in Abbildung 4.1(b)) im Vergleich zur entsprechenden «RESI»- R_s -Verteilung und (b) die pixelweise Korrelation des Quotienten «EL-Fit»- R_s / «RESI»- R_s gegen die lokale Rekombinationsaktivität.

erhöht bei rund 1 liegt, was einen Einfluss des Serienwiderstandes darstellen könnte. In beiden Darstellungen fällt ein Bereich auf, an dem ein Riss unter anderem einen erhöhten ohmschen Dunkelstrom verursacht. Die «EL-Fit»-Auswertung interpretiert diesen als hohen $J_{01}^{\#}$ mit gleichzeitig stark erhöhtem R_s , da sie nur auf einem Ein-Dioden-Modell basiert und somit J_{shunt} nicht berücksichtigt. Ähnliches gilt für den starken J_{rek} am Rand der Zelle (vgl. [BBB⁺11a]).

Ein Grund für die scheinbar erhöhten R_s -Werte rekombinationsaktiver Gebiete in der «EL-Fit»- R_s -Auswertung könnte die verwendete Fuyuki-Näherung (Gleichung (2.20)) sein, die streng genommen nur für Zellen gilt, die dick gegen die Diffusionslänge sind. Dies trifft in den Defektgebieten sicherlich zu, ist jedoch in den dazwischenliegenden Gebieten wohl nicht gegeben. Vergrößert sich die effektive Lebensdauer eines Bereiches immer weiter, so nimmt $J_{01}^{\#}$ immer weiter ab, während die Lumineszenzintensität Φ in Sättigung geht, wenn die Separation der Quasi-Fermi-Niveaus schlussendlich über der gesamten Zelltiefe nahezu konstant wird. Da nach der Fuyuki-Näherung der Wert J_{01} indirekt proportional zu Φ ist, wird die Sättigungsstromdichte zu hoch ermittelt. Somit wird der Dunkelstrom überschätzt und R_s aus «EL-Fit» zu klein berechnet. Demnach wäre der Serienwiderstand im Bereich der Defekte korrekt und dazwischen etwas zu klein. Ein solches Verhalten zeigt sich in Abbildung 4.2(a) beispielsweise im defektarmen Bereich zwischen $y = 12$ und $y = 14$ cm. Hierbei sind die Werte des «RESI»- R_s rund 20 % größer als «EL-Fit»- R_s -Werte. Der Effekt, welcher durch die fehlerhafte Anwendung der Fuyuki-Näherung hervorgerufen wird, ist demnach größer als der Effekt des horizontalen Stromflusses, der als Paradoxon in Kapitel 3 beschrieben wurde. Entsprechend der Abbildung 4.2(b) ist dies nahe dem Busbar weniger stark ausgeprägt.

Die vorgestellte Methodik erweitert die Auswertung von Elektrolumineszenzaufnahmen auf die Annahme einer injektionsabhängigen Ladungsträgerlebensdauer. Sie ist jedoch weiterhin dahingehend limitiert, dass der Idealitätsfaktor n_1 als homogen über der gesamten Zelle angenommen wird. Da die Lebensdauer jedoch von verschiedenen Faktoren, wie Strukturdefekten und der Rückseitenrekombination, beeinflusst wird, kann n_1 lateral inhomogen sein. Der hier gewählte Ansatz gilt demnach nur unter der Voraussetzung eines dominanten Rekombinationsmechanismus im Bulk.

5 Untersuchung herstellungsbedingter Ursachen lokaler Rekombination

Mit Hilfe der lokalen Kennlinienanalyse ist es möglich, den Einfluss verschiedener Defekte auf Solarzellen zu untersuchen. In Zusammenarbeit mit verschiedenen Forschungspartnern wurden unterschiedliche Problematiken untersucht und die Ergebnisse teilweise bereits veröffentlicht. Im folgenden Kapitel werden zunächst Fehlerquellen betrachtet, welche durch die Prozessierung entstanden sind. Durch fehlerhafte Bearbeitung der Zellen können beispielsweise Risse in den Wafern entstehen [PvMR⁺13] oder unpassende Ätzlösungen eine erhöhte Oberflächenrekombination hervorgerufen. Solche Probleme können durch entsprechende Veränderungen der Produktionsabläufe vermieden werden. Ein zweiter großer Abschnitt dieses Kapitels bewertet den Einfluss der Rekombination an den Kontakten der Solarzellen [RPWB13]. Die verwendeten Formelzeichen in dieser Arbeit wurden möglichst konsistent zueinander gewählt und unterscheiden sich daher teilweise von der Darstellung in den einzelnen Referenzen.

5.1 Einfluss von Rissen auf die lokale Kennlinie von Solarzellen

Es ist bekannt, dass Risse in Wafern oder Solarzellen deren elektrische Leistungsfähigkeit negativ beeinflussen [vMYS⁺12] und die mechanische Stabilität reduzieren. Dies kann zu einer Zerstörung der Zellen oder zu einer verringerten Leistungsabgabe der Photovoltaik-Module führen. Solche Risse können in Solarzellen als Folge von thermischen Verspannungen während der Hochtemperaturschritte innerhalb der Prozesskette (z. B. Phosphor-Diffusion und Siliziumnitrid-Feuerung) auftreten oder aus zu hohen mechanischen Belastungen während einzelner Transportschritte resultieren. In fertigen Modulen kann außerdem eine hohe Wind- oder Schneelast die Bildung von Rissen in den Solarzellen hervorrufen [KSKEK11].

Basierend auf Elektrolumineszenzaufnahmen und globalen Kennlinienanalysen vor und nach der gezielten Bildung von Rissen in multikristallinen Solarzellen werden zunächst die Auswirkungen auf die Gesamtperformance der Solarzelle untersucht. Anschließend werden die lokalen Kennlinienparameter mit der «Local I-V»-Methode ermittelt. Die jeweiligen Ergebnisse wurden in [PvMR⁺13] veröffentlicht und werden in diesem Abschnitt gegenüber gestellt.

5.1.1 Künstliche Erzeugung von Rissen in Solarzellen

Für diese Untersuchungen wurden $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ große multikristalline Solarzellen verwendet, die in einem industrienahen Prozess an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH) Aachen hergestellt worden sind. Sie weisen den konventionellen Aufbau mit einem vollflächigen Aluminiumrückkontakt auf, der in Abbildung 2.1 vorgestellt wurde. Zur künstlichen Erzeugung von Rissen wurde von den Kollegen der RWTH eine Maschine eingesetzt, die ursprünglich für die mechanische Kantenisolation an Solarzellen konstruiert

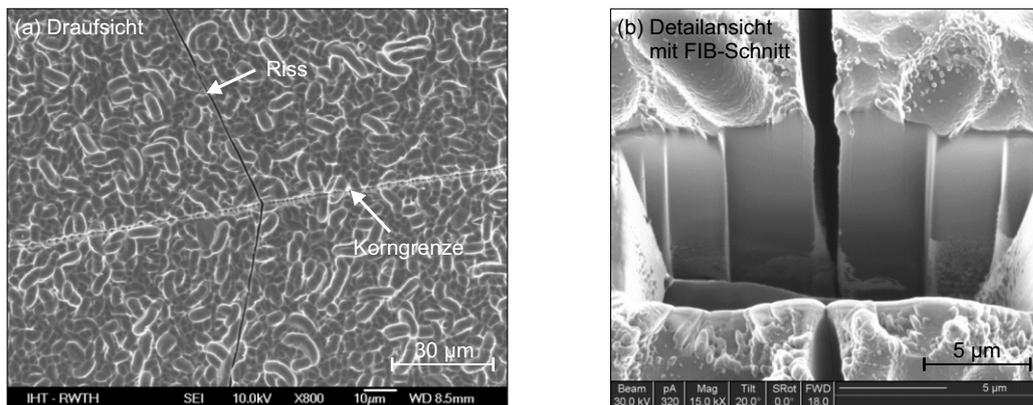


Abbildung 5.1: (a) REM-Aufnahme eines Risses in einer multikristallinen Solarzelle in Draufsicht sowie (b) eine hochauflösende REM-Aufnahme des Risses nach der Präparation mit einem fokussierten Ionenstrahl [PvMR⁺13].

worden ist. Unter der Nutzung eines erhöhten Anpressdruckes am Schleifkopf war es hiermit möglich, gezielt Risse in der Solarzelle zu erzeugen, ohne diese zu zerstören.

Rasterelektronenmikroskopie (REM)-Aufnahmen eines solchen Risses sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Draufsicht (a) zeigt einen Ausschnitt der Solarzelle mit der typischen Oberflächentexturierung, die durch den Isotexturprozess entstanden ist, sowie einen Riss, der den Bereich von oben nach unten durchquert. An der Korngrenze in der Mitte des Bildes ändert der Riss seine Richtung, um in beiden Körnern trotz veränderter Kristallorientierung in einer Ebene mit geringer Bindungsenergie, wie z. B. $\{111\}$, $\{100\}$ oder $\{110\}$, zu verlaufen [OPMSG09]. In einer zweiten, hochauflösenden REM-Aufnahme (Abbildung 5.1(b)) kann man erkennen, dass die Breite des Risses im Bereich von $1\ \mu\text{m}$ liegt. Mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls (engl. *focused ion beam* – FIB) wurde zusätzlich ein lokaler Materialabtrag vorgenommen, um den Verlauf des Risses in der Tiefe zu untersuchen. Hierbei zeigte sich, dass nicht alle Risse die Solarzelle komplett durchstoßen, sondern dass diese oft an der Silizium-Aluminium-Grenzfläche oder im Silizium-Material selbst enden [PvMR⁺13]. Der vollflächige Aluminiumrückkontakt hat hierbei eine stabilisierende Wirkung, welche bei Rissen in teilprozessierten Solarzellen nicht auftritt.

5.1.2 Elektrolumineszenz-Verhältnis-Methode

Zur Untersuchung des Einflusses von Rissen auf die Rekombinationsaktivität wird zunächst die sogenannte Verhältnis-Methode nach van Mólken *et al.* [vMYS⁺12] verwendet. Hierbei wird der lokale Quotient aus Elektrolumineszenzaufnahmen nach und vor der Rissbildung errechnet, um eine Darstellung der lokalen Veränderungen der Rekombination infolge der Risse zu erhalten. Gegenüber einer Differenzbildung ergibt sich hierbei der Vorteil, dass die Emissionsintensität der EL-Messungen eine untergeordnete Rolle spielt. Mit dieser Methode ist es somit möglich, qualitative Aussagen zur lokalen Erhöhung der Rekombination zu erhalten. Für quantitative Aussagen ist jedoch eine zusätzliche Analyse der globalen I - V -Kennlinien notwendig. Diese wurden entsprechend am Institut für Halbleitertechnik der RWTH Aachen vor und nach der Rissbildung unter Standardbedingungen nach IEC 60904 gemessen.

Abbildung 5.2 zeigt die beiden EL-Bilder, die (a) vor und (b) nach der Rissbildung bei einer Stromstärke von $9,6\ \text{mA}/\text{cm}^2$ an der RWTH aufgenommen wurden. Es zeigt sich eine große Anzahl rekombinationsaktiver Defekte als dunkler Kontrast. Diese werden in (b) von den

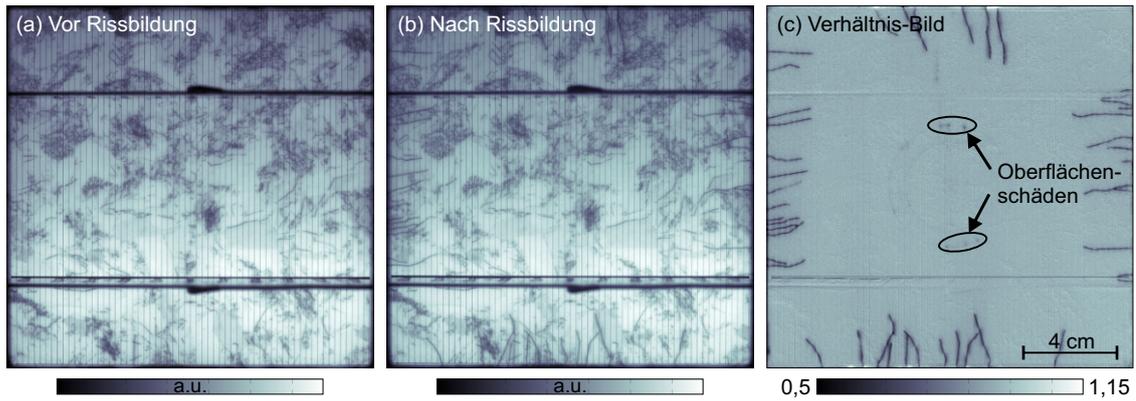


Abbildung 5.2: Elektrolumineszenzaufnahmen (a) vor und (b) nach der Rissbildung. Die lokale Verhältnisverteilung (c) zeigt Risse durch einen deutlichen Rückgang des gemessenen Lumineszenzsignals [PvMR⁺13].

zusätzlichen Rissen, welche vom Rand ausgehen, überlagert. Der Quotient beider Bilder liefert das Verhältnisbild (Abbildung 5.2(c)), welches nicht von den Defekten beeinflusst wird, die bereits vor der Rissbildung vorhanden waren, sondern nur die neu hinzugekommenen Defekte hervorhebt. Die Lumineszenz hat lokal abgenommen (Verhältnis kleiner 1), so dass dort entsprechend Gleichung (2.1) weniger Minoritätsladungsträger vorhanden sind.

Neben den Rissen, die deutlich als dunkle Linien im Verhältnisbild erkennbar sind, zeigen sich in Abbildung 5.2(c) weitere Defekte, die während der Rissbildung entstanden sind. Die zwei konzentrischen Kreise in der Mitte der Solarzelle resultieren dabei aus Oberflächenschäden, die durch den Probenhalter der mechanischen Kantenisoliationsmaschine hervorgerufen worden sind. Die ebenfalls sichtbaren Bereiche um die Vorderseitenbusbars werden durch eine nicht exakt gleiche Ausrichtung der Kontaktschienen bei beiden Messungen verursacht und sind somit als Messartefakt anzusehen. Die Verhältnisverteilung zeigt, dass nahezu alle Veränderungen der elektrischen Parameter der Zelle zwischen beiden Zuständen durch die Risse verursacht werden, da alle anderen Regionen unveränderte Lumineszenz zeigen. Die Lumineszenzintensität bzw. die Diffusionslänge im Bereich der Risse verringert sich lokal auf rund 50 % (vgl. Abbildung 5.2(c)) [PvMR⁺13].

Die Ergebnisse der Hellkennlinienmessung vor und nach der Rissbildung sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Zusätzlich zu den direkt messbaren Parametern der I - V -Kennlinie sind die Parameter J_{01} , J_{02} und R_p des Zwei-Dioden-Modells mit der Software «2-Diode Fit» ermittelt worden. Für den späteren Vergleich mit den lokalen Kennlinienparametern aus der «Local I-V»-Analyse wurden dabei die Idealitätsfaktoren $n_1 = 1$ und $n_2 = 2$ sowie ein

Tabelle 5.1: Kennlinienparameter der multikristallinen Solarzelle aus Messungen vor und nach der Rissbildung unter Beleuchtung [PvMR⁺13].

	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	J_{01} [pA/cm ²]	J_{02} [nA/cm ²]	R_p [Ω cm ²]
vor Rissbildung	33,1	616,0	79,0	16,11	0,99	29,6	2421
nach Rissbildung	32,9	613,5	78,6	15,87	1,00	38,7	2745
Absolute (relative) Änderung	-0,2 (-0,6 %)	-2,5 (-0,4 %)	-0,4 (-0,5 %)	-0,24 (-1,5 %)	+0,01 (+1,0 %)	+9,1 (+30,7 %)	+324 (+13,4 %)

($n_1 = 1$, $n_2 = 2$, $R_s = 0,34 \Omega\text{cm}^2$ unbeeinflusst von der Rissbildung)

konstanter Serienwiderstand angenommen. Ein variabler Wert n_2 würde zwar eine bessere Anpassung der Parameter des Zwei-Dioden-Modells ergeben, jedoch handelt es sich dabei um ein lokales Phänomen, das nur schwer als globaler Wert interpretiert werden kann [BBB⁺11a]. Darüber hinaus wären bei einem variablen Wert n_2 die Werte von J_{02} nicht mehr miteinander vergleichbar. Die Veränderungen der Kennlinien sind auch unter der Annahme $n_2 = 2$ in den Parametern deutlich erkennbar.

Anhand der absoluten und relativen Veränderungen jedes Parameters zwischen beiden Messungen zeigt sich der Einfluss der Risse in Tabelle 5.1 deutlich. Die starke Reduktion von J_{sc} könnte sowohl durch eine erhöhte Rekombination als auch den Verlust aktiver Zellfläche verursacht sein. Ein reduzierter Stromtransport infolge einer Beschädigung der Gridleitungen würde sich auch im Serienwiderstand widerspiegeln, dessen Wert jedoch unverändert bei $0,34 \Omega\text{cm}^2$ bleibt. Der V_{oc} -Verlust um $2,5 \text{ mV}$ deutet ebenfalls auf eine erhöhte Rekombination hin, wobei der Wert J_{01} , der die Rekombination außerhalb der Raumladungszone beschreibt, nahezu gleich bleibt. Im Gegensatz dazu erhöht sich der Wert J_{02} um mehr als 30% . Dies legt nahe, dass die Risse neue Rekombinationszentren bilden, die in der RLZ des p-n-Überganges aktiv sind. Ähnlich wie der Parameter R_p beeinflusst dieser Rekombinationsstrom den Kennlinienverlauf im Bereich niedriger Spannungen, so dass es durch die Festlegung $n_2 = 2$ zu einer Korrelation der beiden Werte kommen kann. Hieraus ergibt sich vermutlich die Erhöhung, d. h. Verbesserung, des Parallelwiderstandes. Die Zunahme der Rekombination innerhalb der RLZ ist in diesem Fall stark genug, um sogar V_{oc} zu beeinflussen. Der Füllfaktor sinkt um $0,4\%_{\text{abs}}$ und der Wirkungsgrad ist nach der Rissbildung rund $0,2\%_{\text{abs}}$ geringer.

5.1.3 Lokale Kennlinienanalyse mittels «Local I–V»

Für die Bestimmung der lokalen Kennlinienparameter wurden DLIT-Messungen bei 500 mV , 550 mV , 600 mV und -1 V mit einer Lock-in Frequenz von 10 Hz durchgeführt. Für diese Untersuchungen stand nur die Zelle nach der Einbringung der Risse zur Verfügung. Zur Homogenisierung der Oberfläche und zur Verbesserung des elektrischen Kontaktes wurde die Zelle unter einer schwarzen Folie auf den temperierten Messblock aufgesaugt. Der Serienwiderstand wurde nach der «RESI»-Methode aus EL-Bildern bei 550 mV und 600 mV unter der Annahme einer injektionsunabhängigen Lebensdauer berechnet.

Die Ergebnisse der «Local I–V»-Auswertung sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Bild (a) repräsentiert dabei alle Rekombinationen außerhalb der Raumladungszone, die zumeist von Strukturdefekten verursacht werden. Neben den blau dargestellten Gebieten mit geringer Rekombinationsaktivität gibt es markante gelbe Bereiche, die sehr stark elektrisch aktiv sind. Einige der orange-farbenen Bereiche am Rand wirken linienhaft und korrelieren mit den Rissen, die in Abbildung 5.2(c) erkennbar sind. Andere helle Linien stellen hingegen rekombinationsaktive Korngrenzen dar, die bereits im EL-Bild vor der Rissbildung (Abbildung 5.2(a)) einen dunklen Kontrast aufwiesen. Der Gesamtstrom in Abbildung 5.3(b) zeigt eindeutig, dass es hohe Rekombinationsverluste im Bereich der Risse gibt. Ohmsche Parallelströme, die hier nicht dargestellt sind, werden nicht durch die Risse verursacht.

Bezüglich der J_{rek} -Verteilung (Abbildung 5.3(c)) herrscht eine klare Korrelation zum EL-Verhältnissbild. Es ist bekannt, dass einzelne Korngrenzen normalerweise nicht zu J_{02} -Anteilen führen [BBB⁺11a], weshalb die hellen Linien eindeutig auf die Risse zurückgeführt werden können. Auch der Grund für den starken Anstieg des globalen J_{02} um $30,7\%$, wie er in Tabelle 5.1 gezeigt wurde, ist deutlich erkennbar. Während der J_{diff} einen signifikanten homogenen Anteil aufweist, sind die J_{rek} -Anteile lokal begrenzt und lediglich im Bereich der

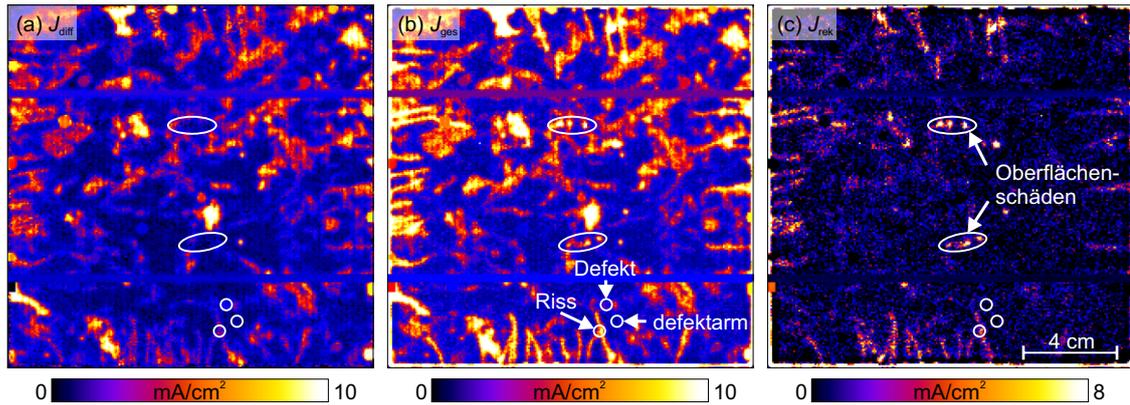


Abbildung 5.3: Ergebnisse der «Local I-V»-Untersuchung der Solarzelle nach der Rissbildung: (a) Diffusionsstromdichte J_{diff} (550 mV), (b) Gesamtstromdichte J_{ges} (550 mV) und (c) Rekombinationsstromdichte J_{rek} (550 mV) [PvMR⁺13]. Die Kreise in (b) markieren die Bereiche, deren lokale Kennlinien in Abbildung 5.5 dargestellt sind. Man beachte die unterschiedliche Skalierung in (c) .

Risse vorhanden. Es ist daher davon auszugehen, dass diese in der unbeschädigten Solarzelle dort nicht vorhanden waren. Die Risse erzeugen somit gegenüber dem ursprünglichen Niveau einen sehr starken Anstieg des Rekombinationsstromes. Am Rand der Solarzelle liegt ein signifikant erhöhter Wert J_{rek} vor, da der p-n-Übergang die Zelloberfläche durchstößt. Hierdurch werden eine Vielzahl von Störstellen innerhalb der RLZ generiert, die zu einem lokalen Anstieg des Idealitätsfaktors n_2 führen können [SBR⁺11], der in der vorgestellten Auswertung jedoch vernachlässigt wurde. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass diese Effekte durch die mechanische Kantenbearbeitung verstärkt wurden. Im EL-Verhältnisbild sind dort keine Veränderungen erkennbar, jedoch ist bekannt, dass die Lumineszenzintensität wenig sensitiv auf J_{rek} reagiert. In den Rissen kommt es hingegen zu einer signifikanten Herabsetzung der lokalen Spannung.

Der Schaden, der durch den Probenhalter der mechanischen Kantenisoliationsmaschine verursacht wurde, kann ebenfalls als erhöhter J_{rek} in Kreisform detektiert werden und ist in der J_{diff} -Verteilung nicht zu erkennen. Der hervorgerufene Oberflächenschaden ist also tief genug, dass zusätzliche Niveaus in der Raumladungszone generiert werden, aber noch kein signifikanter Schaden in der Basis der Solarzelle entsteht.

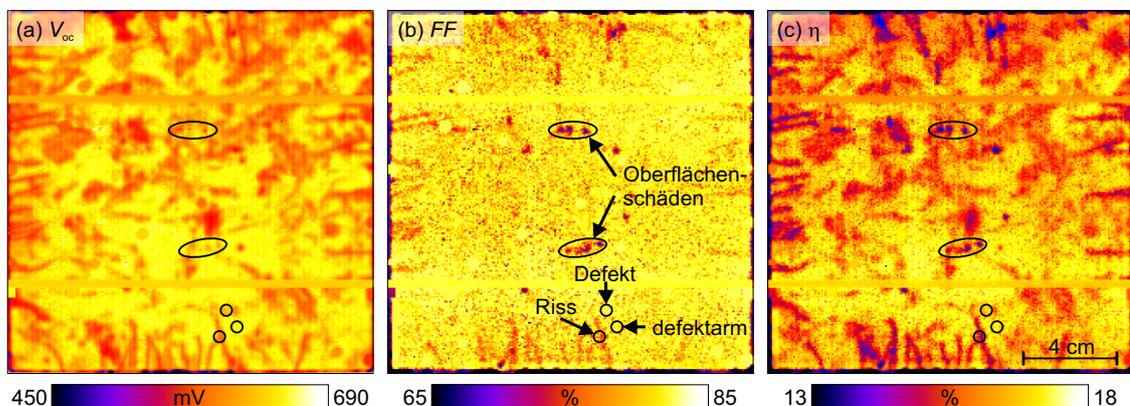


Abbildung 5.4: «Local I-V»-Simulation der Solarzelle nach der Rissbildung: (a) Leerlaufspannung V_{oc} , (b) Füllfaktor FF und (c) Wirkungsgrad η bei lokal unabhängigen Verhalten [PvMR⁺13].

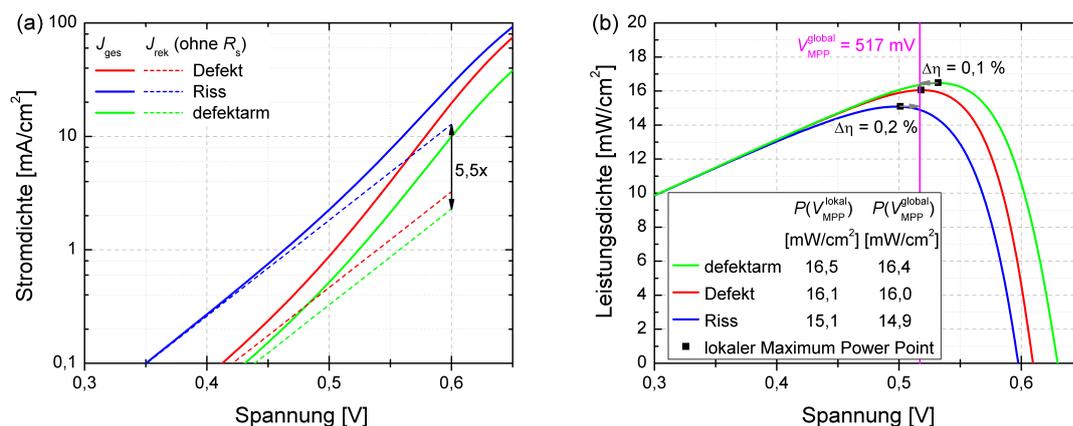


Abbildung 5.5: Lokale I - V -Kennlinien aus der «Local I - V »-Analyse für die Regionen, die in Abbildung 5.3(b) markiert sind. (a) zeigt die Dunkelkennlinien und (b) die simulierten Leistungsichten unter der Annahme $J_{sc} = 32,9 \text{ mA/cm}^2$ im Vergleich zum globalen V_{MPP} .

Um den Einfluss der Risse auf I - V -Kennlinie unter Beleuchtung zu analysieren, sind mit den bisher gewonnenen Ergebnissen der «Local I - V »-Untersuchung die Parameter V_{oc} , FF und η simuliert worden, wie es in [Bre12] beschrieben ist. Dazu wurde $J_{sc} = 32,9 \text{ mA/cm}^2$ als homogen angenommen. Die Ergebnisse finden sich in Abbildung 5.4. Diese Verteilungen zeigen die lokalen Parameterpotentiale unter der Annahme, dass jedes Pixel für sich elektrisch isoliert betrachtet wird. In der Realität hingegen sind alle Regionen der Zelle über das Grid miteinander verbunden, weshalb einige Regionen außerhalb ihres individuellen MPP betrieben werden, wie in Abbildung 5.5(b) deutlich wird. In dieser sind die simulierten lokal unabhängigen Leistungsichten der in Abbildung 5.3(b) markierten Bereiche im Vergleich zum globalen Punkt maximaler Leistung aufgetragen.

Es ist in Abbildung 5.4(a) deutlich erkennbar, dass die lokale Leerlaufspannung V_{oc} direkt mit dem Diffusionsstrom korreliert. Es zeigen sich ebenfalls erhöhte Diffusionsströme in den Bereichen der Risse, so dass auch dort V_{oc} entsprechend lokal erniedrigt ist. Aufgrund des stark erhöhten Rekombinationsstromes innerhalb der RLZ wird zusätzlich der lokale Füllfaktor durch die Risse signifikant abgesenkt. Eine vergleichbare Reduktion des FF tritt auch am Oberflächenschaden in der Mitte der Zelle auf, wobei sich dieser jedoch nur marginal auf V_{oc} auswirkt, da er nach Abbildung 5.3 einen nahezu reinen J_{rek} hervorruft. Obwohl der Füllfaktor der globalen I - V -Kennlinien nur um $0,4\%_{abs}$ zurückgegangen ist, zeigen sich in der lokalen Betrachtung deutliche Differenzen an den Rissen im Vergleich zur Umgebung.

Der simulierte Wirkungsgrad der Solarzelle wird sowohl durch die Strukturdefekte als auch durch die Risse signifikant gesenkt. Es muss jedoch noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die in Abbildung 5.4 gezeigte Verteilung des Wirkungsgrades nur die lokalen Phänomene berücksichtigt. Wie in Abbildung 5.5(b) deutlich wird, bewirkt der um rund 20 mV reduzierte V_{MPP} des Risses eine weitere Absenkung des lokalen Beitrages zum Gesamtstrom, wenn alle Bereiche unter Berücksichtigung des Serienwiderstandes auf demselben Potential betrieben werden. Im Vergleich zu dem defektarmen Bereich zeigt sich im Riss eine lokal um rund 30 mV erniedrigte Spannung des MPP, die einen zusätzlichen Wirkungsgradverlust von rund $0,2\%_{abs}$ hervorruft. Durch die Absenkung des globalen V_{MPP} durch die Bildung der Risse, werden auch die defektarmen Bereiche weiter entfernt von ihrem optimalen Arbeitspunktes betrieben, wobei deren Verlust rund $0,1\%_{abs}$ gegenüber

dem lokalen Wirkungsgradpotential beträgt. Da gleichzeitig der Arbeitspunkt näher an die lokalen V_{MPP} der Strukturdefekte rückt, kann eine pauschale Aussage zum Einfluss auf die Gebiete außerhalb der Risse nicht getroffen werden.

5.1.4 Vergleich der lokalen und globalen Kennlinienparameter

Für einen Vergleich der «Local I-V»-Ergebnisse mit den Parametern der gemessenen globalen Hellkennlinie wurden die lokalen Parameter J_{01} , J_{02} und R_p pixelweise gemittelt und sind in Tabelle 5.2 zusammengetragen. Im Gegensatz dazu wurden die simulierten globalen Hellkennlinien durch Summation über alle lokalen Ströme errechnet und die Parameter FF , V_{oc} und η direkt aus dieser simulierten I - V -Kurve ermittelt [Bre12].

Unter der Annahme eines homogenen $J_{\text{sc}} = 32,9 \text{ mA/cm}^2$ zeigt sich die gute Übereinstimmung der aus den DLIT-Messungen errechneten und simulierten Parameter mit den Kennwerten der gemessenen I - V -Kennlinie. Alle Daten stimmen bis auf geringe Differenzen überein, die im Bereich der Mess- bzw. Simulationsungenauigkeit liegen. Der Unterschied im V_{oc} kann beispielsweise durch die Messung auf zwei unterschiedlichen Messblöcken hervorgerufen werden, bei denen ein leichter Temperaturunterschied auftrat. Die Leerlaufspannung hängt linear von dieser Temperatur ab. Durch die Annahme eines homogenen Wertes $n_2 = 2$ kann auch der Wert J_{02} gemittelt werden, wobei sich eine gute Übereinstimmung mit dem globalen Wert zeigt. Gleichzeitig erkennt man in Tabelle 5.2, dass der Wert J_{01} die stärkste Differenz zwischen Messung und Simulation aufweist. Diese kann nicht allein auf eine unterschiedliche Temperatur zurückgeführt werden. Vielmehr ist es möglich, dass die Verteilung der Bereiche mit sehr großen J_{01} -Werten, welche zumeist sehr weit entfernt von den Busbars liegen (vgl. Abbildung 5.3), bezüglich des horizontalen Stromflusses einen Einfluss hat. Dieser Stromfluss ist im Dunkeln sehr inhomogen, während er unter Beleuchtung durch den Photostrom homogenisiert wird. Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Bestimmung des lokalen R_s mit der «RESI»-Methode, da die Berechnung der lokalen Spannung auf einem Ein-Dioden-Modell beruht, wie es in Kapitel 4 beschrieben wurde. Da sich, wie hier gezeigt wurde, lokal jedoch ein sehr hoher Rekombinationsstrom einstellt, sind im Bereich der Risse Fehler der EL-Auswertung zu erwarten. Infolge eines so zu groß ermittelten R_s kann es hierbei zu einer teilweisen Zuordnung von Rekombinationsstromanteilen zum Diffusionsstrom kommen. Diese These eines lokal erhöhten Serienwiderstandes wird dadurch gestützt, dass der Serienwiderstand der DLIT-Analyse im Dunkeln nahezu identisch mit dem Wert der Kennlinienanalyse unter Beleuchtung ist. Wie in Kapitel 3 diskutiert wurde, sollten diese Werte jedoch verschieden sein.

Somit konnte dargestellt werden, dass Risse die lokale Kennlinie signifikant beeinflussen können. Der Hauptanteil des hierdurch verursachten Dunkelstromes fließt in Form von J_{rek}

Tabelle 5.2: Vergleich der gemessenen I - V -Parameter und der mittels «Local I-V» simulierten Daten nach der Rissbildung [PvMR⁺13].

Methode	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	J_{01} [pA/cm ²]	J_{02} [nA/cm ²]	R_s [Ωcm^2]
Gemessene globale Hellkennlinie	613,5	78,6	15,87	1,00	38,7	0,34
Simulation mittels «Local I-V»	611,0	79,1	15,9	1,33	39,4	0,37
Absoluter (relativer) Unterschied zwischen beiden Methoden	-2,5 (-0,4 %)	+0,5 (+0,6 %)	+0,03 (+0,2 %)	+0,33 (+33 %)	+0,7 (+1,8 %)	+0,03 (+8,8 %)

über Störstellen in der Raumladungszone. Zusätzlich werden in der Solarzelle auch leicht erhöhte Diffusionsströme gemessen. Schlussendlich führen die Risse zu einer Verringerung des lokalen Wirkungsgrades und können bei entsprechender großer Anzahl auch signifikanten Einfluss auf die globale Kennlinie nehmen und dort FF , V_{oc} und η reduzieren.

5.1.5 Anwendbarkeit der beiden Methoden

Die beiden vorgestellten Methoden einer EL-Verhältnis-Methode [vMYS⁺12] in Verbindung mit der Messung von globalen Kennlinien und der lokalen I - V -Analyse aus DLIT-Messungen können zur Untersuchung von Rissen in Solarzellen angewendet werden. Dabei liegt die Messzeit von Elektrolumineszenzaufnahmen im Bereich von Sekunden, während die DLIT-Aufnahmen eine Integrationszeit von Stunden aufweisen, was deren Praktikabilität etwas einschränkt. Gleichzeitig ist die Verhältnis-Methode auf eine Untersuchung der Proben vor der Rissbildung angewiesen, um aussagekräftige Daten zu erhalten. Ohne die gleichzeitige Messung der globalen I - V -Kurven kann darüber hinaus keine quantitative Aussage zum Einfluss auf die Leistung der Solarzelle getroffen werden, da sie nur qualitativ wirksam ist. Die «Local I - V »-Auswertung hingegen kann auch an bereits geschädigten Proben eine quantitative Aussage zum lokalen Einfluss der Risse auf die Kennlinie liefern, wenn diese beispielsweise virtuell herausgeschnitten und durch die Werte der unmittelbaren Umgebung ersetzt werden.

Beide Methoden sind prinzipiell auch auf Module anwendbar, wobei sich aufgrund der beschriebenen Differenzen verschiedene Anwendungen ergeben: Die EL-basierte Methode bietet sich zur Inspektion vor und nach der Modulfabrikation an und ermöglicht es, Schäden, die beim Handling oder der Lamination entstanden sind, zu detektieren. Außerdem kann sie zur regelmäßigen Kontrolle bereits installierter Module genutzt werden, wenn diese beispielsweise jährlich inspiziert werden. Dadurch ist es möglich, defekte Module sofort zu tauschen und den Ertrag des gesamten PV-Systems hoch zu halten. Im Zuge solcher Anwendungen sind auch Messungen unter Tageslicht denkbar [SRW12], die eine direkte Messung von Wettereinflüssen (z. B. Wind, Schneelast) auf Module möglich machen [PvMR⁺13].

Die «Local I - V »-Untersuchung hingegen lässt vor allem auf der Zellebene verschiedene Anwendungen zu, die eine effektive Verbesserung der Zellprozesse ermöglicht. Schäden, die durch Transportbänder oder mechanische Greifer verursacht werden, können direkt bezüglich ihres Einfluss auf die globale Kennlinie untersucht werden, ohne dass die entsprechende Zelle vorcharakterisiert sein muss.

5.2 Prozessinduzierte Rekombination in Hocheffizienz-Solarzellen aus multikristallinem Silizium

Für eine effiziente Produktion von Solarzellen ist es notwendig, die jeweiligen Herstellungsprozesse so zu optimieren, dass die Materialeigenschaften der verwendeten Siliziumwafer optimal genutzt werden. Im nachfolgenden Abschnitt wird gezeigt, wie die lokale Kennlinienanalyse zur Beurteilung einzelner Prozessprobleme genutzt werden kann. Hierfür wurden benachbarte Wafer aus multikristallinen G1-Blöcken¹ untersucht, die jeweils mit einem

¹ Tiegel der Größe G1 ermöglichen es, aufgrund ihrer Abmessungen genau eine Säule der Standardgröße $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ aus dem Ingot zu sägen. Sie stellen einen Labormaßstab dar. In der industriellen Großproduktion werden zur Reduktion von Randeinflüssen Tiegel für 16, 25 oder 36 Bricks genutzt.

Hocheffizienzprozess am Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal (ISFH) bzw. in der Serienproduktion eines deutschen Solarzellenproduzenten hergestellt wurden. Da die Proben aus jeweils unmittelbar nebeneinanderliegenden Bereichen entnommen worden sind, ist davon auszugehen, dass die Materialeigenschaften entsprechend gleich sind. Eventuell messbare Unterschiede der lokalen Rekombination sind somit durch die Herstellungsprozesse verursacht. Über einen direkten Vergleich der lokalen Rekombinationsparameter zweier Proben unterschiedlicher Prozessierung ist es daher möglich, herstellungsbedingte Probleme zu erkennen und diese durch systematische Untersuchungen zu reduzieren. Da der Autor im Rahmen dieser Arbeit keine Solarzellen selbst prozessiert hat, werden im Folgenden vor allem die Methodik für einen solchen Vergleich vorgestellt und mögliche Ursachen der entdeckten Probleme benannt. Eine Reduktion der lokalen Rekombination durch Prozessanpassungen wurde nicht vorgenommen.

5.2.1 Probenauswahl und Prozessbeschreibung

Die nachfolgenden Untersuchungen wurden in Zusammenarbeit mit zusätzlichen Forschungspartnern zum Teil an weiteren, ebenfalls benachbarten Proben vorgenommen. Dabei beschreibt die Probennummer, welche in Abbildung 5.6 und 5.9 jeweils unten rechts notiert ist, die jeweilige Wafernummer im Brick. Für eine erste Untersuchung wurden die Hocheffizienz-Solarzelle (Probe 201) und die Industriezelle (Probe 200) aus direkt benachbarten Wafern gefertigt. Bei einem zweiten Vergleich liegt die Probe 186 aufgrund der Zerstörung der aus dem direkt benachbarten Wafer produzierten Solarzelle circa 4 mm von der verwendeten Industriesolarzelle (Probe 175) entfernt.

Die nachfolgend untersuchten Hocheffizienz-Solarzellen wurden jeweils aus einem Bereich des Wafers produziert, der nach einer PL-Lebensdauer messung auf einem passivierten Wafer eine hohe gleichmäßige Ladungsträgerlebensdauer aufweist. Sie sind $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$ groß, weisen aber eine aktive Fläche von nur 4 cm^2 auf, um negative Effekte des Rekombinationsstromes am Rand der Solarzelle auszuschließen, wie er im Abschnitt 5.1.3 bereits zu sehen war. Der überstehende Rand ist hierbei mit einer Siliziumnitridschicht passiviert. Die Solarzellen wurden entsprechend des von Zielke *et al.* [ZSN⁺13] genutzten Prozesses am ISFH produziert und weisen eine dielektrische Emitter- und Rückseitenpassivierung mit lokalen Kontakten auf (engl. *passivated emitter and rear cell* – PERC-Konzept). Die Rückseitenmetallisierung wurde aufgedampft und getempert. Sie weist somit ohne Feuerung kein in die Tiefe ausgedehntes lokales Back-Surface-Field an den Punktkontakten auf. Auf eine Vorderseitentexturierung wurde für den ersten Vergleich verzichtet, in einem zweiten Vergleich bewirkt die direkte Lasertexturierung jedoch signifikante Rekombinationseffekte. Eine Ecke der Probe 201 ist durch unsachgemäße Handhabung zwischenzeitlich leider abgebrochen, wodurch die Untersuchung der lokalen Kennlinienparameter jedoch nicht beeinträchtigt ist.

5.2.2 Auswirkungen des Hocheffizienz-Prozesses an ausgedehnten Strukturdefekten

Für die Darstellungen in Abbildung 5.6 wird jeweils nur der Bereich der Messungen auf den $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ großen Wafern und der Standardindustriezelle gezeigt, welcher der Hocheffizienz-Solarzelle entspricht. Die PL-Messung am gesägten Wafer (a) zeigt einen Bereich, dessen Rekombinationsaktivität sich auf wenige Korngrenzen und Versetzungsstellen am Rand der Probe beschränkt. Entsprechend hoch ist die lokale Lebensdauer τ ,

die in (e) dargestellt ist. Sie wurde am ISFH bei einer Beleuchtungsintensität von rund 0,6 Sonnen am passivierten Wafer gemessen, was etwa die Injektionsbedingungen am Punkt maximaler Leistung widerspiegelt. Die Sub-Bandgap-Lumineszenz (b) (ebenfalls gemessen am ISFH) zeigt sich in einer fertigen Industriezelle nicht an allen rekombinationsaktiven Strukturen, sondern beschränkt sich im Wesentlichen auf die Bereiche mit sehr geringer Lebensdauer. Dies wurde beispielsweise schon von Johnston *et al.* [JGY⁺14] berichtet und stellt ein wesentliches Unterscheidungskriterium rekombinationsaktiver Defekte in multikristallinen Siliziumsolarzellen dar. Im Abschnitt 6.1 wird noch einmal intensiver auf die Unterscheidung verschiedener Defekttypen eingegangen. Aus der Bestimmung der Defektdichte von Bakowskie (Q-Cells) nach [BKR⁺12] (Abbildung 5.6(f)) zeigt sich, dass auch weitere Strukturdefekte vorhanden sind, die nicht rekombinationsaktiv sind. Speziell die Zwillingskorngrenzen, die sich als parallele Strukturen in (f) zeigen, weisen in den PL-Bildern keine Rekombinationsaktivität auf, wie es nach Chen *et al.* [CCS⁺08] erwartet wird. Solche Bereiche sollten eigentlich innerhalb der automatischen Bildauswertung erkannt und markiert werden, wie es teilweise in Form von blauen Punkten geschehen ist. Dies hat im vorliegenden Beispiel jedoch nur mangelhaft funktioniert. Für die weitere Auswertung in dieser Arbeit ist dieses Problem ohne Belang, jedoch muss der Algorithmus für eine Abschätzung der „kritischen“ Defektstrukturen, wie von Bakowskie *et al.* [BKR⁺12] angedacht, überarbeitet werden. Nichtsdestotrotz wurden entsprechend der verschiedenen Strukturdefekte fünf Bereiche für eine genauere Untersuchung ausgewählt, die ebenfalls in Abbildung 5.6 markiert sind.

Sowohl die Hocheffizienz-Solarzelle als auch die Industriesolarzelle wurden für die DLIT-Messungen jeweils mit einer transparenten Folie auf den Messblock angesaugt. Die notwendige Emissivitätskorrektur der S^{-90° -Bilder wurde nach den Gleichungen (2.16a) und (2.16b) aus Thermografiebildern bei 25 °C und 40 °C vorgenommen. Die ermittelten relativen IR-Emissivitäten ϵ_{rel} (Abbildung 5.6(c) und (g)) zeigen, dass die Strukturdefekte jeweils erhöhte Werte aufweisen. Dies ist vermutlich auf die Reflexion an der Rückseite zurückzuführen, die unabhängig von der Art der Prozessierung auftritt. Auch die lokalen Kontakte der Hocheffizienz-Zelle sind als helles Punktmuster in (c) erkennbar, da der Reflexionsgrad an der Si-Al-Grenzschicht verschieden zur Si-Al₂O₃-Grenzschicht ist.

Lokale Rekombinationsaktivität aus EL-Messungen

Die EL-Messungen (Abbildung 5.6(d) und (h)) zeigen bereits erste Unterschiede der Rekombinationsaktivität nach beiden Prozessierungen. Auffällig ist dabei der dunkle Kontrast der lokalen Rückkontakte der PERC-Solarzelle. Die Ursache hierfür kann nach Gleichung (2.19) sowohl in einer im Vergleich zur Umgebung erniedrigten lokalen Spannung V_{lok} als auch einem lokal erniedrigten Faktor C_i begründet sein. Da es sich um die lokalen Kontaktstellen mit dem entsprechend geringstem Serienwiderstand handelt, ist ersteres nicht der Fall. Basierend auf der sogenannten Fuyuki-Näherung (Gleichung (2.20)) würde somit eine erhöhte Rekombination vorliegen, wenn der Skalierungsfaktor f global homogen ist. Dies wird entsprechend der Beschreibung in Kapitel 4 für die Auswertung von Elektrolumineszenzmessungen angenommen. Wie anhand der IR-Emissivität jedoch erkennbar ist, kann der Wert f , der unter anderem die optischen Eigenschaften der Probe beschreibt, jedoch lateral auch inhomogen sein, weshalb keine eindeutige Aussage zur Rekombinationsaktivität anhand des EL-Kontrastes getroffen werden kann. Andererseits ist allgemein davon auszugehen, dass aufgrund der fehlenden Feldeffektpassivierung an den Kontakten eine erhöhte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auftritt. Darüber hinaus ist die Berechnung der lokalen Spannung unabhängig vom Skalierungsfaktor f , so dass die Anwendung der

«RESI»-Methode [RBH⁺07] weiterhin möglich ist. Zusätzlich kann man erkennen, dass in den Bereichen 3 und 4, die jeweils eine große Anzahl von Zwillingskorngrenzen aufweisen, ein dunkler EL-Kontrast in der Hocheffizienz-Solarzelle auftritt, während sich an gleicher Stelle in der Industriesolarzelle, ähnlich wie in dem PL-Bild am Wafer, keinerlei erhöhte Rekombinationsaktivität zeigt. Alle weiteren, bereits in den Photolumineszenzmessungen erkennbaren, Strukturen (z. B. im Bereich 2 und 5) treten in beiden Proben hervor.

«Local I–V»-Analyse der Probe 200 — Industriesolarzelle

Für die Bestimmung der lokalen Kennlinienparameter wurden jeweils DLIT-Messungen bei 500 mV, 550 mV, 600 mV und -1 mV mit $f_{\text{LIT}} = 30$ Hz durchgeführt und der Serienwiderstand entsprechend dem «RESI»-Algorithmus mit EL-Bildern bei 550 mV und 600 mV berechnet. Wie aus Tabelle 5.3 hervorgeht, zeigt sich für die Industriesolarzelle eine sehr gute Übereinstimmung der so simulierten Hellkennlinienparameter mit den Messdaten des ISFH.

Für den direkten Vergleich der lokalen Dunkelkennlinienparameter mit den Werten der Hocheffizienz-Solarzelle wurden weiterhin Detailaufnahmen des entsprechenden Bereiches der Industriesolarzelle unter gleichen Bedingungen wie bei den Übersichtsmessungen der gesamten Zelle angefertigt. Der für die «Local I–V»-Auswertung notwendige Gesamtstrom dieses Bereiches kann dabei aus der Übersichtsmessung extrahiert werden, die ihrerseits direkt nach Gleichung (2.17) auf die lokale Leistungsdichte bzw. Stromdichte umskaliert werden kann. Es wurde bereits gezeigt, dass die entsprechende Simulation sehr gut die globalen Messwerte der Industriesolarzelle widerspiegelt. Der errechnete lokale Gesamtstrom dient somit als Eingabewert für die «Local I–V»-Analyse der Detailbilder, deren Ergebnisse in Abbildung 5.7(e)–(g) dargestellt sind. Die simulierten Kennlinienparameter dieses Ausschnittes sind unter der Annahme des global gemessenen $J_{\text{sc}} = 34,5$ mA/cm² in Tabelle 5.3 ebenfalls eingetragen. Sie zeigen, dass die hohe lokale Ladungsträgerlebensdauer den Wirkungsgrad des Bereiches signifikant über dem Wert der gesamten Zelle hebt. Da davon ausgegangen werden kann, dass die lokale Kurzschlussstromdichte ebenfalls gegenüber dem mittleren Wert erhöht ist [Gre82, S. 93], ergibt sich in der Realität eine noch stärkere Anhebung des Wirkungsgrades.

«Local I–V»-Analyse der Probe 201 — Hocheffizienz-Solarzelle

Die «Local I–V»-Simulation der Hocheffizienz-Solarzelle kann direkt durchgeführt werden, da die Zelle mit entsprechender Ortsauflösung komplett vermessen werden kann. Der aktive Bereich der Probe ist dabei in Abbildung 5.7(a)–(d) mit einem gestrichelten Quadrat

Tabelle 5.3: Vergleich der am ISFH gemessenen I – V -Parameter und der mittels «Local I–V» simulierten Daten der Zellen bzw. des entsprechenden Ausschnittes (Annahmen: $n_1 = 1$, $n_2 = \text{variabel}$).

		J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
Probe 200 (Industriesolarzelle)	Messung am ISFH	34,5	621	79,0	16,9
	«Local I–V»-Simulation Zelle	34,5 *	622	78,9	16,9
	«Local I–V»-Sim. Ausschnitt	34,5 *	628	79,5	17,2
Probe 201 (Hocheffizienz-Solarzelle)	Messung am ISFH [†]	36,4	630	76,8	17,6
	«Local I–V»-Simulation	36,4 *	623	75,1	17,1

* Annahme eines homogen konstanten J_{sc} † Vor dem Abbrechen der unteren linken Ecke

markiert. Die «RESI»-Auswertung der PERC-Zelle ergibt relativ hohe Serienwiderstände von rund $1,3 \Omega \text{cm}^2$ im aktiven Bereich, die eventuell auf Probleme während der Messung hindeuten. Wie bereits in Kapitel 4 diskutiert, sinkt der «RESI»- R_s -Wert im Bereich der rekombinationsaktiven Defekte ab, während auf dem Rand der Solarzelle ein sehr stark erhöhter R_s -Wert ermittelt wird. Dieser Effekt wird einerseits durch den fehlenden Emitter und die somit beschränkte Querleitfähigkeit hervorgerufen. Andererseits handelt es sich um ein Artefakt der Messungen, die dort infolge von Lichtstreuung während der EL-Messung und durch die thermische Verbreiterung der DLIT-Messung Signale ermitteln, die im aktiven Bereich entstanden sind. In der «Local I-V»-Auswertung mit variablem Idealitätsfaktor n_2 hat sich gezeigt, dass dieser bis auf statistisches Rauschen in allen Bereichen dem Wert 2 entspricht. Für die Darstellung der Dunkelstromanteile in Abbildung 5.7 und den Vergleich der Parameter in Tabelle 5.4 wurden daher die Messungen unter den Annahmen $n_1 = 1$ und $n_2 = 2$ ausgewertet.

Die Verteilung des Diffusionsstromes ist in Abbildung 5.7(a) gegeben und zeigt unter anderem einen homogenen Anteil im aktiven Bereich der Zelle. Nahezu alle in EL sichtbaren rekombinationsaktiven Defekte können auch hier erkannt werden. Lediglich die Rückseitenkontakte der PERC-Solarzelle sind nicht sichtbar. Eventuell kompensiert hier die Peltierkühlung am Übergang von der Basis in den Rückseitenkontakt [BWL10, S. 45] die entsprechende Erwärmung infolge des Diffusionsstromes. Gleichzeitig gilt es jedoch zu bedenken, dass die Annahme eines homogenen Skalierungsfaktors f der «EL-Fit»-Auswertung aufgrund unterschiedlicher Reflexionen nicht anwendbar wäre und somit der Effekt der Rückseitenrekombination im EL-Bild falsch beurteilt werden kann. In den Bereichen 3 und 4 tritt trotz der Zwillingsgrenzen eine erhöhte Rekombinationsaktivität auf.

Die Rekombinationsstromdichte, deren Verteilung in (b) dargestellt ist, zeigt im Bereich der abgebrochenen Ecke unten links ihren Hauptanteil, da dort eine Vielzahl von Störstellen innerhalb der RLZ vorliegt, wenn der p-n-Übergang die Zelloberfläche durchstößt. Des Weiteren erkennt man eine klare Korrelation der J_{02} -Verteilung mit den rekombinationsaktiven Defekten, welche die Bulk-Lebensdauer herabsetzen. Ein solcher Zusammenhang kann beispielsweise durch eine Injektionsabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer hervorgerufen werden, wie sie in Kapitel 4 beschrieben wird und für oxidierte Oberflächen, wie sie im PERC-Prozess verwendet werden, bereits gezeigt wurde [AWG93]. Ein Idealitätsfaktor des Diffusionsstromes $n_1 > 1$ würde in einer «Local I-V»-Analyse unter der dann falschen Annahme $n_1 = 1$ Teile des Diffusionsstromes dem Rekombinationsstrom zuordnen. Solche Effekte können innerhalb der Software durch die Vorgabe eines globalen Wertes von n_1 simuliert werden, jedoch wurde aus Gründen der Vergleichbarkeit zu den Werten der Industriezelle darauf verzichtet. Der Einfluss eines zu hoch ermittelten Serienwiderstandes wiederum würde zu einer Zuordnung von Stromdichten des J_{rek} zu J_{diff} führen, da die Kennlinien entsprechend zu steil simuliert würden.

Interessanterweise treten bei der Hocheffizienz-Solarzelle einige ohmsche Parallelströme auf dem eigentlich inaktiven Rand auf. Diese sind vermutlich durch das manuelle Handling der Proben während der Prozessierung verursacht worden. Solche Effekte werden in der industriellen Produktion nicht toleriert und sind durch Automatisierungen des Waferhandling nahezu ausgeschlossen. Insgesamt ergeben sich unter der Annahme von $J_{\text{sc}} = 36,4 \text{ mA/cm}^2$ die in Tabelle 5.3 hinterlegten Werte. Der zusätzliche Rekombinationsstrom an der unteren linken Ecke verringert V_{oc} , FF und η deutlich gegenüber den Parametern, die am ISFH an der unbeschädigten Zelle gemessen wurden. Wertet man nur die unbeschädigte obere Zelhälfte aus, so ergeben sich nahezu identische Werte wie bei der Auswertung auf der gesamten Probenfläche.

Unterschiede lokaler Kennlinienparameter nach beiden Prozessen und deren Ursachen

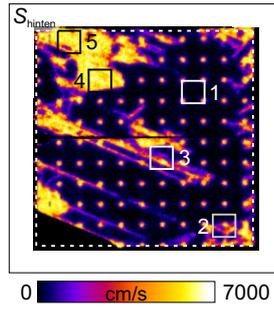
Der Vergleich der Dunkelkennlinienparameter der fünf markierten Bereiche beider Proben ist in Tabelle 5.4 dargestellt. Wie auch schon in Abbildung 5.7(f) deutlich wird, ist die Korrelation zwischen J_{rek} und J_{diff} in der Industriesolarzelle weniger ausgeprägt. Die Sättigungsstromdichte des Diffusionsstromes erreicht im defektarmen Gebiet 1 den Wert $J_{01} = 4,5 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$ (PERC) und liegt damit deutlich unter dem Wert der industriell gefertigten Solarzelle ($J_{01} = 6,4 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$). Dies ist im Wesentlichen auf die geringere Oberflächenrekombination der dielektrisch passivierten PERC-Solarzelle gegenüber dem Aluminium-BSF zurückzuführen.

In den Bereichen 2 und 5, welche durch rekombinationsaktive Defekte des Materials charakterisiert werden, ergeben sich in beiden Proben ähnliche Eigenschaften, wobei die Hocheffizienz-Solarzelle etwas höhere J_{01} -Werte aufweist. Die schlechtere Passivierung der rekombinationsaktiven Strukturdefekte im PERC-Prozess, wie sie aus diesen Werten und der lokalen Diffusionsstromverteilung in Abbildung 5.7(a) bzw. (e) hervorgeht, wird vermutlich durch die fehlende Wasserstoffpassivierung im Hocheffizienz-Prozess verursacht, da die PECVD-SiN_x-Schicht keinem Feuerprozess ausgesetzt wird [Zie12].

Die Messwerte in den Bereichen 3 und 4 zeigen bei der Industriesolarzelle dieselbe geringe Rekombinationsaktivität wie der Bereich 1. In der Hocheffizienz-Solarzelle hingegen sind die lokalen J_{01} -Werte um einen Faktor 3 erhöht. Die Ursache hierfür ist eine erhöhte Oberflächenrauigkeit der Probe im Bereich der Strukturdefekte, die bereits ohne technische Hilfsmittel durch Betrachten der Probenrückseite unter flach einfallendem Licht erkannt werden kann. Da mit Hilfe von DLIT bisher keine Aussagen zur Tiefenabhängigkeit des Messsignals gewonnen werden können, wurde mit Hilfe von CELLO-Messungen der Universität Kiel [Car13] verifiziert, dass in den entsprechenden Bereichen eine signifikant erhöhte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite S_{hinten} vorliegt (vgl. Abbildung 5.8). Die Ursache hierfür war eine fehlerhafte Zusammensetzung der Ätzlösung, die für die Schadensätze der Oberflächen genutzt wurde. Wenn das Verhältnis von Oxidationsmitteln zu Wasser innerhalb der Ätzlösung zu klein ist, so wirkt die Lösung als Defektätze, in der das direkte Ätzen des Siliziums gegenüber dem indirekten Ätzen von amorphem SiO₂ überwiegt [Car13]. Da solch direktes Ätzen stark von den Struktureigenschaften abhängt, werden alle Strukturdefekte angeätzt und es entstehen lokal stark gekrümmte Oberflächen, die durch hohe lokale Feldstärken schädlich für dielektrische Passivierungen sind [Car13]. Da dieser Effekt auch in den Bereichen 2 und 5 auftritt, bewirkt dies dort ebenfalls eine lokal erhöhte Diffusionsstromdichte, die nicht vom Effekt einer fehlenden Wasserstoffpassivierung unterschieden werden kann.

Tabelle 5.4: Vergleich der mit «Local I-V» simulierten Kennlinienparameter J_{01} und J_{02} der in Abbildung 5.7 markierten Bereiche einer Hocheffizienz-Solarzelle (Probe 201) und einer zugehörigen Industriesolarzelle (Probe 200) sowie Angabe des lokalen Wirkungsgrades (Annahmen: $n_1 = 1$, $n_2 = 2$).

Bereich	Hocheffizienz-Solarzelle				Industriesolarzelle		Differenz J_{01} [A/cm ²]
	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	η_{Pot} [%]	η [%]	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	
1	$4,5 \times 10^{-13}$	$1,3 \times 10^{-8}$	17,4	17,4	$6,4 \times 10^{-13}$	$0,8 \times 10^{-8}$	$-1,9 \times 10^{-13}$
2	$10,3 \times 10^{-13}$	$2,6 \times 10^{-8}$	17,2	17,1	$9,7 \times 10^{-13}$	$0,8 \times 10^{-8}$	$0,6 \times 10^{-13}$
3	$14,5 \times 10^{-13}$	$3,4 \times 10^{-8}$	17,1	17,0	$6,8 \times 10^{-13}$	$0,6 \times 10^{-8}$	$7,7 \times 10^{-13}$
4	$12,4 \times 10^{-13}$	$1,6 \times 10^{-8}$	17,3	17,2	$7,4 \times 10^{-13}$	$0,6 \times 10^{-8}$	$5,0 \times 10^{-13}$
5	$29,2 \times 10^{-13}$	$6,7 \times 10^{-8}$	16,3	15,8	$26,4 \times 10^{-13}$	$1,1 \times 10^{-8}$	$3,0 \times 10^{-13}$
Gesamt	$7,3 \times 10^{-13}$	$2,6 \times 10^{-8}$	17,4	17,4	$8,2 \times 10^{-13}$	$0,8 \times 10^{-8}$	$-0,9 \times 10^{-13}$


Tabelle 5.5: S_{hinten} der markierten Bereiche.

Bereich	S_{hinten} [cm/s]	
	Median	Std.-abweichung
1	126	1155
2	933	1679
3	1363	1777
4	5827	808
5	5790	1254

Abbildung 5.8: Aus CELLO-Messungen bestimmte Verteilung der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{hinten} im aktiven Bereich der Hocheffizienz-Solarzelle (Probe 201) mit den zugehörigen Werten der markierten Bereiche [Car13].

Wirkt der Ätzprozess auf beide Seiten der Probe, so treten diese Effekte auch an der Vorderseite der Probe auf und können Einfluss auf den nur wenige hundert Nanometer unter der Oberfläche liegenden p-n-Übergang nehmen. Dies würde die Korrelation des Rekombinationsstromes zu den Strukturdefekten erklären, die in der Industriezelle nicht auftritt. Durch die Ergebnisse dieser Untersuchung konnte der entsprechende Ätzprozess umgestellt werden.

Darüber hinaus ist erkennbar, dass an den Rückseitenkontakten aufgrund der fehlenden Passivierung der geöffneten dielektrischen Schicht und das schwache lokale BSF eine erhöhte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auftritt, die im Bereich von mehreren tausend cm/s liegt. Diese würde eine erhöhte Diffusionsstromdichte verursachen, die jedoch in der Auswertung (Abbildung 5.7(a)) nicht erkennbar ist.

5.2.3 Einfluss einer fehlerhaften Lasertexturierung

Für die Verbesserung der Lichteinkopplung in die Hocheffizienz-Solarzellen wird in einem zweiten Vergleich eine direkte Lasertexturierung verwendet, wie sie von Zielke *et al.* [ZSN⁺13] beschrieben ist. Durch die gezielte Strukturierung der Oberfläche kann auch auf multikristallinem Material eine gleichmäßige Textur ähnlich der *random-pyramid*-Textur auf monokristallinen Wafern erreicht werden. Bei der Entwicklung dieses Verfahrens sind Probleme aufgetreten, die mit Hilfe der «Local I-V»-Auswertung analysiert werden konnten. Die Ergebnisse wurden hierbei analog zur Vorgehensweise des letzten Abschnittes gewonnen, so dass hier nur die wesentlichen Beobachtungen dargestellt werden.

Zunächst fällt bei der Betrachtung der relativen IR-Emissivität der Hocheffizienz-Solarzelle (Abbildung 5.9(e)) auf, dass diese im aktiven Bereich, in dem die Texturierung Anwendung fand, sehr homogen ist und die Strukturdefekte nur noch mit Hilfe der Defektätze (a) auf einem Nachbarwafer identifiziert werden können. Da die untersuchten Proben jeweils circa 4 mm voneinander entfernt entnommen worden sind, stellen sich leichte Verschiebungen der Kornstrukturen innerhalb der Wafer ein, wie anhand des dreieckigen Bereiches mit Zwillingskorngrenzen erkannt werden kann, der in allen Proben markiert ist. Es kann außerdem nicht ausgeschlossen werden, dass die Einordnung des Bereiches der Hocheffizienz-Solarzelle in die Industriesolarzelle nicht ganz exakt vorgenommen wurde. In Probe 175 ist der Bereich der Zwillingskorngrenzen lediglich im Emissivitätsbild erkennbar, welches zugunsten der Übersichtlichkeit hier nicht dargestellt ist. Die Aussagekraft der hier präsentierten Ergebnisse wird durch diese leichten Veränderungen der Kornstruktur jedoch nicht beeinflusst.

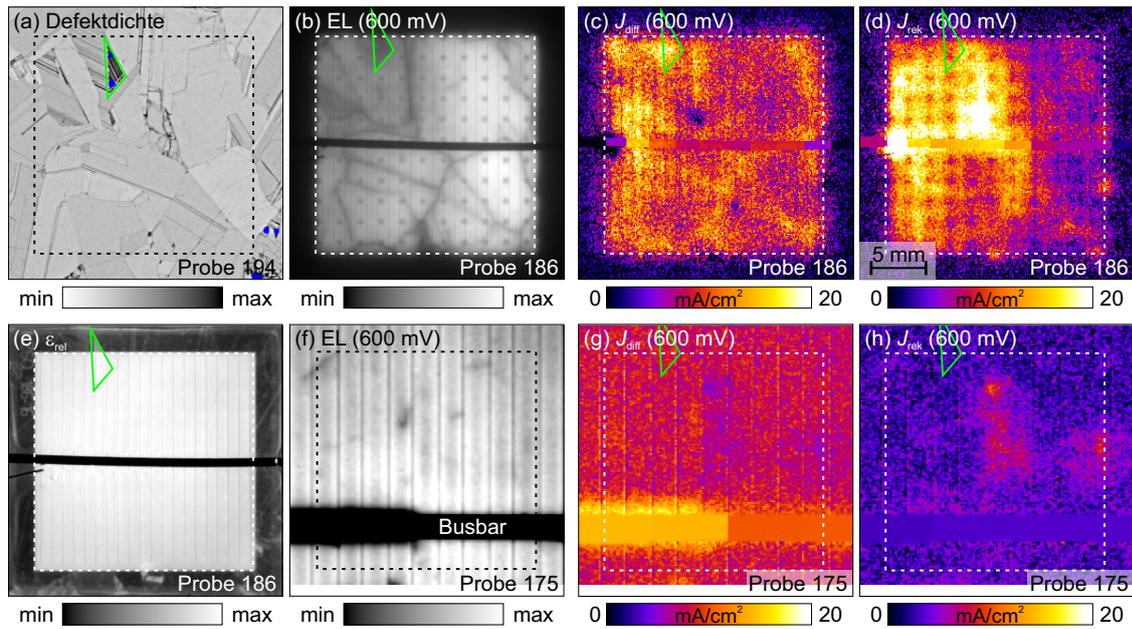


Abbildung 5.9: (a) Defektdichte nach [BKR⁺12] (● automatische Erkennung von Zwillingsgrenzen), (b) Elektrolumineszenz, (c) Diffusionsstromdichte und (d) Rekombinationsstromdichte der Hocheffizienz-Solarzelle bei $V_B = 600$ mV sowie (e) deren relative IR-Emissivität; (f) Elektrolumineszenz, (g) Diffusionsstromdichte und (h) Rekombinationsstromdichte im entsprechenden Bereich der Industriesolarzelle (Annahmen: $n_1 = 1$, $n_2 = 2$).

Die Elektrolumineszenzintensität der Hocheffizienz-Solarzelle (b) zeigt neben den rekombinationsaktiven Korngrenzen einen ausgedehnten Schatten im linken Teil des aktiven Bereiches, der in der entsprechenden EL-Aufnahme der Industriesolarzelle (f) nicht erkennbar ist. Es wird durch die Darstellung der getrennten Dunkelstromanteile deutlich, dass dieser Kontrast im Wesentlichen auf einen stark erhöhten Rekombinationsstrom (d) im Vergleich zur Industriesolarzelle (h) zurückzuführen ist. Obwohl die Lumineszenz hauptsächlich von den Rekombinationseigenschaften des Volumens bestimmt wird, ist der Effekt in der EL-Aufnahme sichtbar, da er die lokale Spannung signifikant reduziert. Mit optischen Methoden kann keine Schädigung der Oberfläche in Form von Kratzern festgestellt werden und aufgrund der großflächigen Verteilung des Rekombinationsstromes wird davon ausgegangen, dass die Lasertexturierung starke Oberflächenschäden verursacht hat, die zusätzliche Störstellen innerhalb der Raumladungszone verursachen. Diese These wird dadurch gestützt, dass in einer zweiten, hier nicht vorgestellten, Probe mit zweifacher Lasertexturierung die beobachteten Effekte noch stärker ausgeprägt sind. Darüber hinaus tritt die erhöhte Rekombinationsstromdichte im gesamten aktiven Gebiet der Zelle auf, wie es im vorangegangenen Abschnitt (vgl. Abbildung 5.7) nicht beobachtet wurde. Die J_{rek} -Verteilung in Abbildung 5.9(d) zeigt somit die vorhandene Inhomogenität der genutzten Lasertexturierung und deren negativen Einfluss auf die lokale Rekombination.

Zusätzlich ist in der J_{rek} -Verteilung der Probe 186 deutlich erkennbar, dass im Bereich der Rückseitenkontakte eine verringerte Stromdichte ausgewertet wird. Diese geringere Erwärmung könnte auf die bereits erwähnte Peltierabkühlung beim Übergang von der Basis zum metallischen Kontakt zurückzuführen sein [BWL10, S. 45]. Diese Abkühlung ist von der jeweiligen Stromdichte abhängig und kann somit für jeden Dunkelstromanteil einzeln betrachtet werden. Aufgrund der hohen Rekombinationsstromdichte ist dieser Effekt hier sichtbar, während in Probe 201 aus dem vorangegangenen Abschnitt keine

Abkühlung erkennbar war. Im Bereich der Diffusionsstromdichte hingegen kompensiert sich der geringere Effekt wohl mit der lokal erhöhten Rückseitenrekombination an den Kontakten. Im J_{rek} der Industriesolarzelle (h) zeigen sich ebenfalls leichte Erhöhungen, die mit rekombinationsaktiven Defekten in der Mitte der Zelle korreliert sind, wobei der Zusammenhang bisher nicht klar ist. Ohmsche Parallelströme treten wiederum nur vereinzelt auf dem Rand der PERC-Solarzelle auf, wobei auf eine explizite Darstellung hier verzichtet wurde.

Die Diffusionsstromdichte (c) der Hocheffizienz-Solarzelle zeigt einerseits die rekombinationsaktiven Korngrenzen, die bereits in der EL-Aufnahme (b) sichtbar waren, und andererseits erhöhte Stromdichten im Bereich der massiven Oberflächenschädigung. Hierfür könnte eine erhöhte Rekombination an der Oberfläche bzw. im Emitter verantwortlich sein, die ebenfalls durch die Laserbearbeitung verursacht wird. Wie in den Messungen des vorangegangenen Abschnittes gezeigt wurde, treten auch in dieser Probe aufgrund einer unpassenden Ätzlösung im markierten Bereich erhöhte Diffusionsströme auf, die jedoch weitestgehend vom Texturschaden überlagert werden.

In der Industriesolarzelle zeigen sich die rekombinationsaktiven Korngrenzen hingegen nur sehr schwach, da die Wasserstoffpassivierung durch die $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht wirksam ist. Im Bereich des Busbars, der sich im unteren Bereich der Abbildungen 5.9(f)–(h) befindet, zeigt sich ein signifikant erhöhter Diffusionsstrom im Bereich des Löt pads der Rückseite (links), aber auch im benachbarten Gebiet scheint ein leicht erhöhter Diffusionsstrom vorhanden zu sein. Eine genaue Untersuchung des Einfluss der Metallisierung auf die lokale Rekombination wird im nächsten Abschnitt vorgenommen.

Mit Hilfe der «Local I–V»-Analyse ist es somit möglich den schädlichen Einfluss der Laser-*texturierung* vor allem innerhalb der Raumladungszone zu messen. Die hierfür notwendige Trennung der Dunkelstromanteile J_{diff} und J_{rek} kann mit Lumineszenzmethoden bisher nicht vorgenommen werden [BSKG13]. Erste Vergleiche mit einer entsprechenden Auswertung von CELLO-Messungen zeigt ebenfalls Differenzen zur hier genutzten «Local I–V»-Methodik [BCSW13], deren Ursachen aktuell ermittelt werden. Für die sukzessive Erkennung von Einflüssen auf die Raumladungszone und die Verbesserung der entsprechenden Prozesse sind DLIT-Messungen derzeit somit das Mittel der Wahl.

5.3 Einfluss der Metallisierung auf die Rekombination

Wie in Abschnitt 2.1 bereits erläutert wurde, sind industriell gefertigte Solarzellen in der Regel mit siebgedruckten Kontakten versehen, die aus einer entsprechenden Glas-Metall-Paste hergestellt werden. Für den Vorderseitendruck der Solarzelle werden dabei silberhaltige Pasten genutzt, während die Rückseite einen ganzflächigen Aluminiumkontakt aufweist, der das Back-Surface-Field hervorruft. Um die einzelnen Solarzellen in Modulen miteinander verschalten zu können, werden die Busbars der Rückseite aus einer Silber-Aluminium-Paste hergestellt, welche das Löt en ermöglicht. In diesem Bereich ist aufgrund der geringeren Aluminiumkonzentration die Feldeffektpassivierung schwächer ausgeprägt und es ist eine erhöhte Oberflächenrekombination zu erwarten, die im folgenden Abschnitt quantifiziert werden soll.

Darüber hinaus sind bereits umfangreiche Untersuchungen zur Kontaktbildung auf Solarzellen (z. B. die Dissertationen von Schubert [Sch06b] und Hörteis [Hör09]) sowie zum Einfluss siebgedruckter Vorderseitenkontakte auf die Rekombination publiziert worden,

die jedoch zumeist mit speziellen Teststrukturen bestimmt worden sind. Dabei zeigten sich unterschiedliche Ergebnisse: Während Fellmeth *et al.* einen signifikanten Anstieg des Diffusionsstromes messen konnten [FBK⁺11], berichten Hoenig *et al.* von einem Einfluss der Vorderseitenmetallisierung auf den Rekombinationsstrom [HGC⁺11][HKS⁺12]. Die Ergebnisse in diesem Abschnitt zeigen den Einfluss der Metallisierungen auf die elektrischen Parameter, welche mit der «Local I–V»-Methode direkt an Solarzellen gemessen wurden, und ermöglichen es, deren Wirkung auf die elektrische Leistungsfähigkeit abzuschätzen. Weitere Details hierzu können [RPWB13] entnommen werden.

5.3.1 Materialauswahl und Probenpräparation

Für diese Untersuchung wurden zwei verschiedene Materialtypen verwendet. Das Referenzmaterial ist hier sogenanntes quasi-monokristallines Silizium, das mit Hilfe von Saatkristallen als Einkristall in einem Tiegel erstarrt wurde [GYG⁺12], da hierbei eine homogene Rekombinationsrate im Volumen erwartet wird. Es enthält keine Korngrenzen und kann dennoch direkt mit den weiteren Proben aus blockerstarrtem multikristallinem Silizium verglichen werden, da es im Gegensatz zu monokristallinen Proben, die mit Hilfe des Czochralski-Prozesses hergestellt wurde, keine Degradation aufgrund von Bor-Sauerstoff-Komplexen zeigt [BS06].

Die entsprechenden Wafer wurden an der RWTH Aachen in einem industrienahen Prozess zu $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ großen Solarzellen prozessiert. Die genauen Prozessschritte sind hierbei in [RPWB13] beschrieben. Um unabhängig voneinander die Vorder- und Rückseitenmetallisierung mittels DLIT-Messungen untersuchen zu können, wurde der Druck der Rückseitenmetallisierung in zwei Typen ausgeführt: Während die Löt pads normalerweise parallel zu den Busbars der Vorderseitenmetallisierung gedruckt werden, wurden hier spezielle Proben hergestellt, deren Rückseitendruck um 90° gegenüber dem Vorderseitendruck gedreht ist, so dass Vorder- und Rückseitenbusbar nicht mehr übereinander liegen. Insgesamt sind so vier verschiedene Gruppen von Solarzellen produziert worden, die in Tabelle 5.6 beschrieben sind. Alle elektrischen Parameter (η , FF , J_{sc} und V_{oc}) liegen hierbei im typischen Bereich für den untersuchten Zelltyp und zeigen keinerlei signifikante Differenzen zwischen den Solarzellen mit Standarddruck und gekreuzten Busbars.

5.3.2 Messung lokaler Dunkelströme

Zur Berechnung der Dunkelstromanteile nach der «Local I–V»-Methode wurden wiederum DLIT-Messungen bei 500 mV, 550 mV, 600 mV und -1 V bei Lock-in Frequenzen von 10 bis 15 Hz durchgeführt. Der Serienwiderstand wurde aus zusätzlichen EL-Aufnahmen bei 550 mV und 600 mV mit der «RESI»-Methode ermittelt. Zur Kontaktierung der Zelle

Tabelle 5.6: Einteilung der Proben in unterschiedliche Gruppen und deren gemittelte Zellparameter [RPWB13].

Gruppe	Material	Druckdesign	Probenanzahl	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
A	quasi-monokristallin	parallele Busbars	2	36,4	620,0	78,7	17,8
B	quasi-monokristallin	gekreuzte Busbars	3	36,2	620,7	77,7	17,5
C	multikristallin	parallele Busbars	1	33,5	611,2	77,5	15,9
D	multikristallin	gekreuzte Busbars	8	33,9	612,5	77,5	16,1

wurden schmale Kupferbänder genutzt, die zwischen der Probe und der schwarzen Folie lagen, unter der die Solarzelle auf den Messblock angesaugt wurde. Einer der beiden Busbars wurde mit einem zusätzlichen Sense-Kontakt versehen, während der zugehörige Bereich auf dem zweiten Vorderseitenbusbar unbedeckt blieb und so für Untersuchungen der lokalen Rekombination an der Vorderseitenmetallisierung zur Verfügung stand. Dabei wurde davon ausgegangen, dass aufgrund der symmetrischen Kontaktierung an dieser Stelle dasselbe elektrische Potential wie am Sense-Kontakt vorliegt. Die von den Kontaktbändern abgedeckten Bereiche wurden in der Auswertung durch die Mittelwerte der unmittelbaren Umgebung ersetzt.

Alle Untersuchungen wurden unter der Annahme einer injektionsunabhängigen Lebensdauer, d. h. mit dem Idealitätsfaktor $n_1 = 1$, durchgeführt. Der Idealitätsfaktor n_2 wurde hingegen als freier Parameter für die Anpassung der lokalen I - V -Kurven genutzt. Für Vergleiche zwischen einzelnen Regionen wird daher der Rekombinationsstrom J_{rek} bei einer bestimmten Spannung angegeben, da dieser sowohl die lokale Sättigungsstromdichte J_{02} als auch den zugehörigen Idealitätsfaktor n_2 berücksichtigt.

Um detaillierte Untersuchungen einzelner Bereiche vornehmen zu können, wurden in Analogie zu den Untersuchungen des vorangegangenen Abschnittes zunächst Übersichtsmessungen der gesamten Zelle durchgeführt, da nur in diesen die Umskalierung der Messsignale über die umgesetzte Gesamtleistung der Zelle möglich ist. Aus diesen Daten können die lokalen Gesamtströme J_{ges} im entsprechenden Bereich bei den verwendeten Spannungen extrahiert werden, welche für die Skalierung der Detailaufnahmen notwendig sind. Anschließend wurden die interessanten Bereiche mit leicht erhöhter Lock-in Frequenz und größerer Ortsauflösung ein zweites Mal unter ansonsten gleichen Bedingungen vermessen.

5.3.3 Rekombination am Rückseitenbusbar

Da erhöhte Oberflächenrekombinationsraten ebenso wie Kristalldefekte im Volumen zu einem erhöhten Diffusionsstrom J_{diff} führen, wurden für die ersten Untersuchungen die quasi-monokristallinen Probe der Gruppe A und B genutzt, um frei von Einflüssen einer inhomogenen Volumenrekombination zu sein. Wie man in den EL-Aufnahmen (Abbildung 5.10(a)+(d) und der Verteilung des Diffusionsstromes (b)+(e) erkennt, weisen diese eine relativ gleichmäßige Rekombinationsaktivität über der gesamten Zelle auf. Zusätzlich ist in Abbildung 5.10(c)+(f) die Rekombinationsstromdichte bei $V_B = 550$ mV dargestellt. Ein signifikanter ohmscher Parallelstrom fließt in keiner der beiden hier abgebildeten Proben.

Wie schon in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde, weist auch hier der Riss in Probe A1 sowohl erhöhte J_{01} -Werte, wie auch erhöhte J_{rek} -Werte auf. Der Idealitätsfaktor der zweiten Diode ist dabei in diesem Bereich unverändert bei $n_2 = 2$. Außerdem erkennt man sowohl in der EL-Aufnahme als auch der J_{rek} -Verteilung drei horizontale Streifen erhöhter Rekombination, die durch Oberflächenschäden der Vorderseite verursacht werden. Auch in diesen Bereichen liegt der Idealitätsfaktor n_2 bei 2. Im Gegensatz dazu tritt am Rand der Zelle ein signifikant erhöhter Rekombinationsstrom auf, dessen Idealitätsfaktor deutlich über dem Wert 2 liegt, wie es schon von Breitenstein *et al.* [BARS06] und Steingrube *et al.* [SBR⁺11] beschrieben wurde.

Die Ursache für den lokal erhöhten J_{01} im oberen Bereich von Probe B2 ist nicht bekannt, sie könnte jedoch aus einer lokalen Verunreinigung des Materials resultieren. Der größte Dunkelstromanteil tritt in beiden Proben im Bereich des Rückseitenbusbars in Form eines Diffusionsstromes auf. Auch ein geringer Rekombinationsstrom ist dort messbar, obwohl

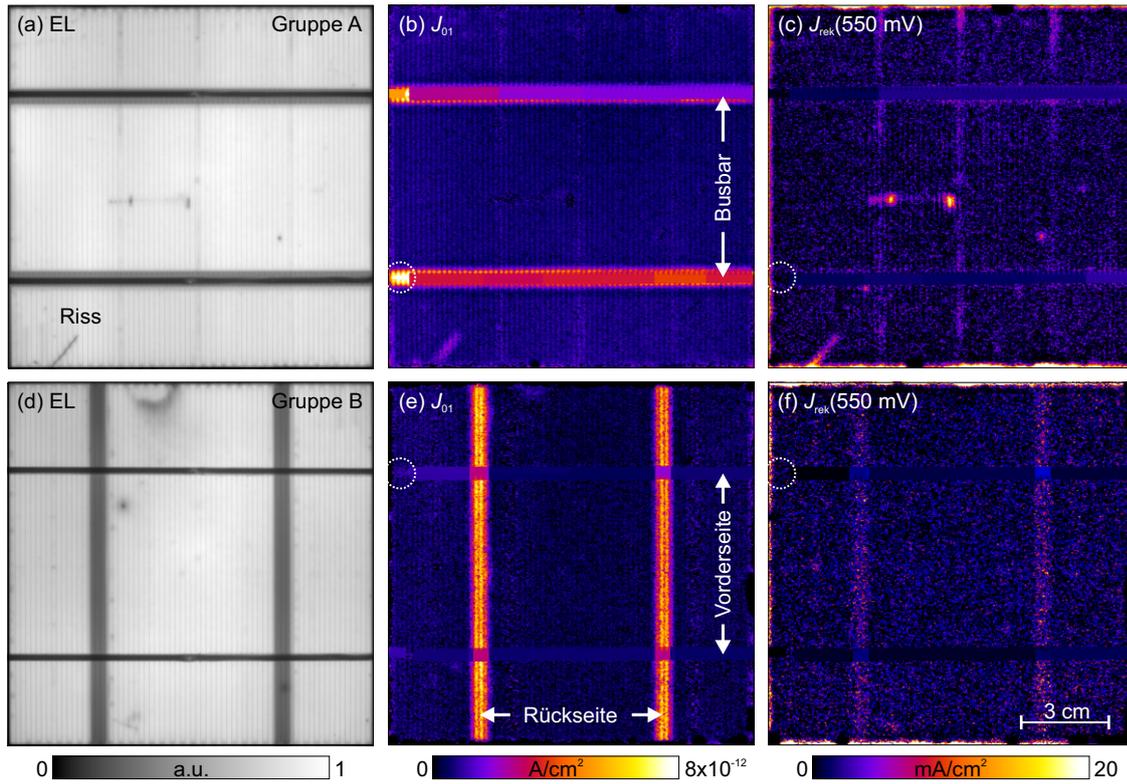


Abbildung 5.10: Elektrolumineszenzaufnahmen (beide in gleicher Skalierung), Sättigungsstromdichte des Diffusionsstromes J_{01} sowie Rekombinationsstromdichte J_{rek} bei $V_B = 550$ mV der quasi-monokristallinen Proben A1 (a)–(c) und B2 (d)–(f) [RPWB13].

es keine einleuchtende Erklärung dafür gibt, warum die Rekombination an der Rückseite einen Einfluss auf die Raumladungszone haben sollte, die nur wenige hundert Nanometer unterhalb der Vorderseite der Solarzelle liegt. Höchstwahrscheinlich handelt es sich hierbei um eine Injektionsabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer, die aufgrund der massiven Rekombination auftritt und dazu führt, dass ein Teil von J_{diff} fälschlicherweise J_{rek} zugeordnet wird. Da es sich um ein lokales Phänomen handelt, wird die Auswertung nicht auf globale Werte $n_1 > 1$ erweitert, wie es mit der «Local I-V»-Software möglich wäre.

Die Bewertung des Einflusses der Metallisierung auf die elektrischen Parameter der Zelle basiert darauf, dass sich unterschiedliche Rekombinationspfade, die zu einem Diffusionsstrom führen, mit ihrem jeweiligen Wert J_{01} addieren lassen, da dieser indirekt proportional zur entsprechenden Lebensdauer ist (vgl. Gleichung (2.10)). Folglich addiert sich J_{01}^{Metall} zu J_{01}^{Bulk} und $J_{01}^{Emitter}$. Nimmt man an, dass die beiden letztgenannten unverändert zur direkten Umgebung sind, so kann der Einfluss des Löt pads als Differenz des gemessenen J_{01} -Wertes am Busbar und in der Umgebung dargestellt werden. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass in der Umgebung die reduzierte Rekombination am Back-Surface-Field wirksam ist und somit dieser Wert nur der Netto-Erhöhung der Rekombination gegenüber einem Bereich mit Aluminium-BSF entspricht. Im Folgenden wird zur eindeutigen Kennzeichnung von absoluten Messwerten die Notation $J_{01}^{Bereich}$ und für die Differenz zur entsprechenden Umgebung die Beschreibung $\Delta J_{01}^{Bereich}$ genutzt.

Die beiden Proben der Gruppe A zeigen jeweils in defektarmen Gebieten, d. h. außerhalb der oben beschriebenen Problembereiche eine Sättigungsstromdichte $J_{01}^{Hintergrund}$ von $8,72 \pm 0,36 \times 10^{-13}$ A/cm². Der Wert im Bereich des Busbars, welcher als J_{01}^{hinten} bezeichnet

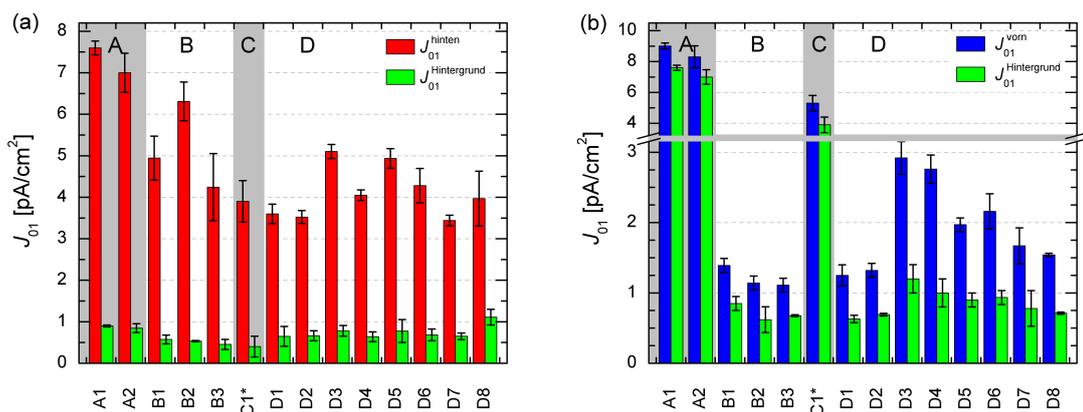


Abbildung 5.11: Sättigungsstromdichten des Diffusionsstromes und Hintergrundwert der Umgebung jeweils verursacht durch (a) den Lötstreifen an der Rückseite und (b) die Vorderseitenmetallisierung (* die Werte von Probe C1 wurden als einzige aus einer detaillierten Analyse mit erhöhter Ortsauflösung und einer Lock-in Frequenz von 119 Hz gewonnen) [RPWB13].

net wird, übertrifft diesen Wert um rund den Faktor 10, wie es im unbedeckten Bereich gemessen werden kann. Dieser Bereich ist in Abbildung 5.10(b) mit einem gepunkteten Kreis markiert.

Abbildung 5.11(a) stellt die Werte J_{01}^{hinten} jeweils dem Hintergrundwert der direkten Umgebung gegenüber. Trotz der Überlagerung von Effekten, die durch die Vorder- und Rückseitenmetallisierung hervorgerufen werden, zeigen die Gruppe A und B eine Wirkung des Rückseitenbusbars in gleicher Größenordnung. Dies zeigt, dass die getroffene Annahme einer Superposition der einzelnen Rekombinationseffekte korrekt ist. Es ist aus Abbildung 5.10 leicht zu erkennen, dass eine klare Separation der Auswirkungen beider Metallisierungen mit den Proben der Gruppe B eindeutiger vollzogen werden kann. Der Hintergrundwert neben dem Busbar ist in dieser Gruppe mit $J_{01}^{\text{Hintergrund}} = 5,20 \pm 0,61 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$ etwas geringer als in Gruppe A. Am Rückseitenbusbar steigt die Sättigungsstromdichte auf $J_{01}^{\text{Hintergrund}} = 5,16 \pm 1,05 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ an, woraus sich ein ebenfalls etwas verringerter Einfluss $\Delta J_{01}^{\text{hinten}}$ ergibt. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, kann dieser Effekt nicht allein durch den zusätzlichen Einfluss der Vorderseitenmetallisierung in Gruppe A erklärt werden, da dieser viel geringere Werte verursacht.

Es ist bekannt, dass die Art der Oberflächenbehandlung einen signifikanten Einfluss auf die Rekombination unter der Metallisierung hat [KFR13]. Für eine planare Oberfläche einer Solarzelle aus p-Typ Material (Float Zone, $\rho = 10 \Omega\text{cm}$) geben Krauß *et al.* einen Wert von $\Delta J_{01}^{\text{hinten}} = 26,7 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ an, welcher auf Grundlage der quasi-statischen Photoleitfähigkeit gemessen wurde [KFR13]. Dieser Wert ist rund 5-mal größer als in der hier vorgestellten Messung ermittelt wurde. Es ist sehr wahrscheinlich, dass die verwendeten Pasten sowie die Parameter des Einfeuerprozesses beider Untersuchungen nicht übereinstimmen, so dass auf eine tiefer gehende Diskussion dieser Abweichungen hier verzichtet werden muss.

5.3.4 Rekombination am Vorderseitenbusbar

Der Einfluss der Vorderseitenmetallisierung kann nur im unbedeckten Bereich des Vorderseitenbusbars untersucht werden, der in den Abbildungen 5.10 und 5.13 jeweils mit einem gepunkteten Kreis markiert ist. In den Gruppen A und C kann dieser Wert nur

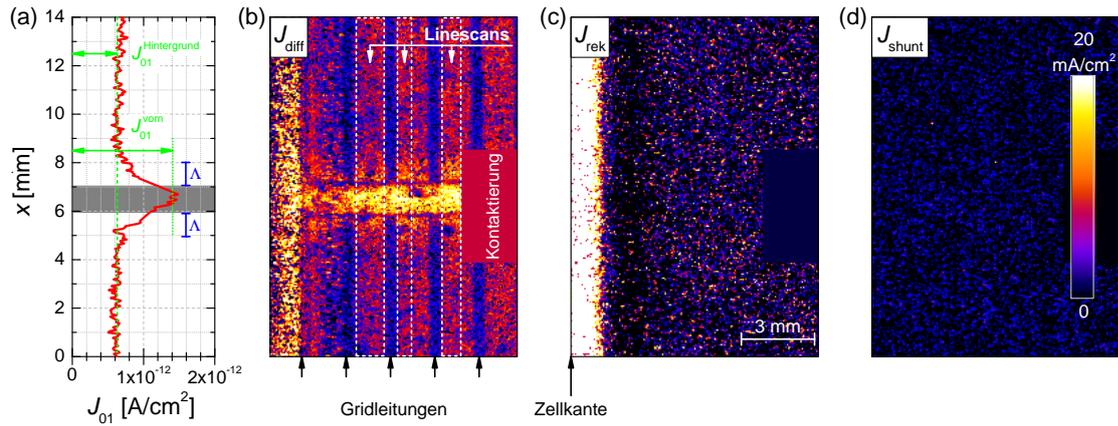


Abbildung 5.12: Dunkelstromanteile im Bereich der Vorderseitenmetallisierung (Probe B2, $f_{\text{LIT}} = 30 \text{ Hz}$): (a) Gemittelte Linescans der Sättigungsstromdichte J_{01} und die örtliche Verteilung (b) der Diffusionsstromdichte J_{diff} , (c) der Rekombinationsstromdichte J_{rek} und (d) der ohmschen Verlustströme J_{shunt} bei einer angelegten Spannung $V_{\text{B}} = 600 \text{ mV}$ (die Skalierung in (d) gilt für alle Stromverteilungen) [RPWB13].

aufgrund der größeren Breite des Lötstreifens auf der Rückseite gegenüber der Vorderseitenmetallisierung gemessen werden. Ein Linescan senkrecht zum Verlauf des Busbars zeigt dabei einen zusätzlichen Anstieg des J_{01} auf einem etwas breiteren J_{01} -Plateau, welches durch die Rückseite verursacht wird. Trotz der wenigen nutzbaren Datenpunkte, die vor allem im Bereich der Lötstreifens auftreten, ist die Standardabweichung der ermittelten Werte konsistent zu den jeweiligen Gruppen mit gekreuzten Busbars. Dies wird in Abbildung 5.11(b) deutlich, in der die Werte J_{01}^{vorn} mit dem Wert der jeweiligen Umgebung verglichen werden. Man erkennt eine Vergrößerung der Sättigungsstromdichte gegenüber der Umgebung, wobei die Daten von Gruppe A und C durch den zusätzlichen Anteil des J_{01}^{hinten} viel größer sind als in Gruppe B und D. Die jeweilige Differenz $\Delta J_{01}^{\text{vorn}}$ liegt dennoch im selben Messbereich.

Anhand der leichten Schwankungen von $J_{01}^{\text{Hintergrund}}$ der Gruppen A und B ist außerdem feststellbar, dass auch in quasi-monokristallinem Material die Rekombination nicht vollkommen homogen verteilt ist. Mögliche Einflussfaktoren sind dabei der Einfluss von Versetzungen sowie der Eintrag von Verunreinigungen aus der Tiegelwand in den Ingot. Ein erhöhter Rekombinationsstrom, wie er von Hoenig *et al.* [HKS⁺12] gemessen wurde, trat in keiner der hier untersuchten Proben auf.

Für eine genauere Untersuchung des Einflusses der Vorderseitenmetallisierung auf die lokalen elektrischen Parameter wurden höher aufgelöste Aufnahmen eines unbedeckten Bereiches vorgenommen. Dabei wurde eine Lock-in Frequenz von 30 Hz genutzt, um die Verbreiterung des thermischen Signals von rund 1,3 mm auf 1 mm zu reduzieren. Eine noch größere Frequenz hätte eine höhere Ortsauflösung des thermischen Signals ermöglicht, aber gleichzeitig hätte die Dämpfung des Signals innerhalb der Metallisierung berücksichtigt werden müssen. In Abbildung 5.12 ist die Aufteilung des lokalen Dunkelstromes in die Anteile J_{diff} , J_{rek} und J_{shunt} an einem Vorderseitenbusbar dargestellt. Der Serienwiderstand wurde hierbei als homogen mit dem Wert $0,2 \Omega \text{ cm}^2$ angenommen, da im Bereich der Metallisierung keine Lumineszenzmessungen möglich sind, die zur R_{s} -Bestimmung genutzt werden können. Der verwendete Wert entspricht hierbei dem Messwert nahe dem Busbar bei einer Auswertung der gesamten Zelle mit der «RESI»-Methode. Eine Variation des

R_s -Wertes hat gezeigt, dass die dargestellten Ergebnisse nur geringfügig vom gewählten Wert beeinflusst werden.

Im direkten Vergleich zur Übersichtsmessung an derselben Zelle zeigt sich ein nahezu identischer Wert $J_{01}^{\text{Hintergrund}}$, aber ein etwas erhöhter Wert $J_{01}^{\text{orn}} = 1,41 \pm 0,10 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ gegenüber $J_{01}^{\text{orn}} = 1,14 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$. Dies entspricht $\Delta J_{01}^{\text{orn}} = 7,7 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$. Diese leichten Abweichungen sind eventuell auf die verringerte thermische Diffusionslänge oder die verbesserte Ortsauflösung zurückzuführen, die zu einer geringeren Verschmierung der Messwerte am Vorderseitenbusbar mit der Umgebung führt. Die in der Literatur beschriebenen Untersuchungen zeigen, dass die Rekombination, welche durch die Vorderseitenmetallisierung hervorgerufen wird, sehr stark von der gewählten Druckpaste abhängt: Für einen spezifischen Emitterschichtwiderstand von $80 \Omega_{\square}$ ergibt sich dabei laut Hannebauer *et al.* [HSM⁺12] ein Wert $\Delta J_{01}^{\text{orn}} = 4,5 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$, während die entsprechenden Angaben von Fellmeth *et al.* [FBK⁺11] zwischen $8,6 \times 10^{-13}$ und $1,48 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ schwanken. Die hier gemessenen Werte des quasi-monokristallinen Materials liegen somit in derselben Größenordnung wie dort berichtet. Eine tiefer gehende Diskussion kann aufgrund der vermutlich unterschiedlichen Pasten, die zur Anwendung kamen, nicht vorgenommen werden.

In den Abbildungen 5.12(c) und (d) ist deutlich erkennbar, dass unmittelbar im Bereich der Metallisierung weder ein erhöhter Rekombinationsstrom J_{rek} noch ein ohmscher Parallelstrom J_{shunt} auftritt. Dies widerspricht den Angaben von Hoenig *et al.* [HKS⁺12], wonach ein erhöhter Metallisierungsanteil der Vorderseite den Füllfaktor erniedrigt. Nach der Abbildung 2 in [HKS⁺12] sinkt der Füllfaktor um $0,6\%_{\text{abs}}$, wenn die Paste FSP1 auf einem Emitter mit dem spezifischen Schichtwiderstand von $75 \Omega_{\square}$ verwendet wird. Eine einfache Abschätzung unter den Annahmen $n_2 = 2$ und $J_{01} = 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ ergibt, dass der Wert J_{02} dazu um $7,5 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ zunehmen müsste, was einem lokalen $J_{\text{rek}} \approx 4 \text{ mA/cm}^2$ entspricht und somit mit Hilfe der «Local I–V»-Methode detektiert werden könnte. Ein erhöhter Rekombinationsstrom aufgrund der Vorderseitenmetallisierung wurde jedoch in keiner der untersuchten Proben festgestellt. Daher kann lediglich resümiert werden, dass sich die Paste FSP1 in [HKS⁺12] offenbar anders verhält als die Paste, die zur Herstellung der hier untersuchten Proben verwendet wurde.

Im dargestellten Zellausschnitt der Abbildung 5.12 endet die Zelle direkt am linken Bildrand. Es fällt dabei auf, dass in dem Bereich außerhalb der letzten Gridleitung sowohl ein leicht erhöhter Diffusionsstrom fließt als auch ein stark erhöhter Rekombinationsstrom ($>40 \text{ mA/cm}^2$ bei $V_B = 600 \text{ mV}$) gemessen werden kann. Der Idealitätsfaktor n_2 liegt in diesem Bereich nahezu homogen bei 4. Dies resultiert aus der stark erhöhten Anzahl an Störstellen innerhalb der Raumladungszone, wie es von Steingrube *et al.* [SBR⁺11] erklärt werden konnte. Der erhöhte Diffusionsstrom kann wiederum durch den fehlenden Aluminiumrückkontakt verursacht sein, dessen vollflächiger Druck ist wenige Millimeter schmaler als die Zelle selbst ist. Hierdurch wird ein Überdrücken der Kanten infolge einer leichten Verschiebung der Druckmaske bezüglich der Zelle vermieden, das einen Kontakt zwischen der Rückseitenmetallisierung und dem Emitter herstellen würde. Hierdurch fehlt jedoch in diesem Randbereich das BSF und die Oberflächenrekombination steigt an. Obendrein ist der Serienwiderstand lokal erhöht, der bei der Auswertung der Daten jedoch homogen auf $0,2 \Omega\text{cm}^2$ festgelegt wurde. Ein zu klein angenommener Serienwiderstand führt in der «Local I–V»-Auswertung zu einer zu geringen Korrektur der lokalen Spannung und hält den Anstieg der lokalen I – V -Kurve entsprechend flach. Hierdurch kommt es zu einer teilweisen Zuordnung von Anteilen des J_{diff} zu J_{rek} . Aus diesem Grund nimmt der gemessene Diffusionsstrom zum Rand, d. h. mit steigendem Serienwiderstand, ab.

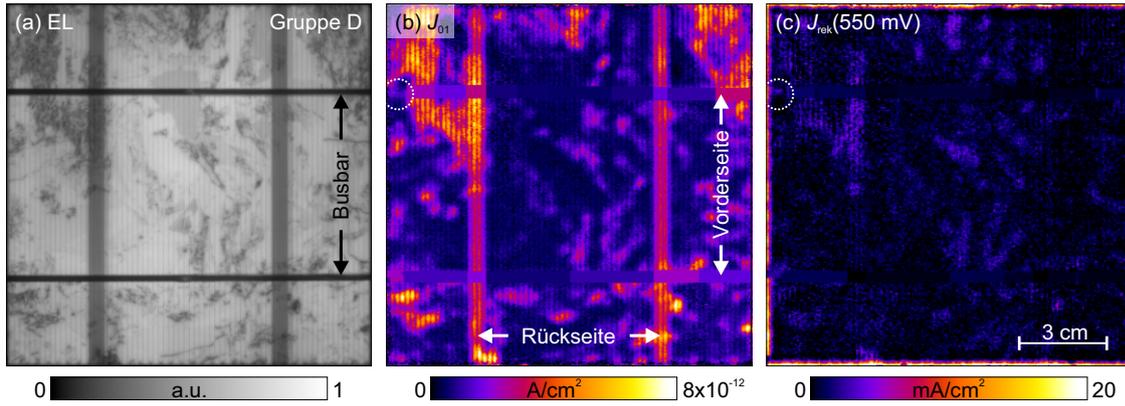


Abbildung 5.13: (a) Elektrolumineszenzaufnahme, (b) Sättigungsstromdichte des Diffusionsstromes J_{01} sowie (c) Rekombinationsstromdichte J_{rek} bei $V_B = 550 \text{ mV}$ der multikristallinen Probe D2 [RPWB13].

Einfluss von Kristalldefekten

Die Anwendung derselben Prozedur auf multikristalline Zellen der Gruppe D ergibt Dunkelstromverteilungen, wie sie in Abbildung 5.13 dargestellt sind. Für die Untersuchung der Vorderseite wurde ein Bereich mit möglichst geringer Rekombinationsaktivität aus den EL-Aufnahmen gewählt. Da der entsprechende Bereich des Busbars durch die Kontaktschienen der EL-Messung und die Metallisierung selbst verdeckt ist, kann diese Eigenschaft nur aus einer Extrapolation der Umgebung geschlussfolgert werden. Im Falle der Proben D1 und D2 kann man durch einen Vergleich mit der Zelle C1, die aus einem benachbarten Wafer prozessiert wurde, direkt erkennen, dass der untersuchte Bereich frei von signifikanten Strukturdefekten ist. Die Auswertung ergibt hierbei $J_{01}^{\text{vorn}} = 1,29 \pm 0,05 \times 10^{-12} \text{ A}/\text{cm}^2$. Dieser Wert liegt im Bereich der Messung wie die Daten der Gruppe B aus quasi-monokristallinem Material, wie man in Abbildung 5.11(b) erkennt. Auch der Wert $J_{01}^{\text{Hintergrund}}$ der Umgebung liegt mit Werten zwischen 6 und $7 \times 10^{-13} \text{ A}/\text{cm}^2$ im Wertebereich von Gruppe B.

In den Proben D3 bis D6 tritt hingegen aufgrund von Strukturdefekten ein erhöhter Wert $J_{01}^{\text{Hintergrund}}$ auf, der interessanterweise mit einem erhöhten $\Delta J_{01}^{\text{vorn}}$ korreliert. Dieser Zusammenhang zeigt sich für die Proben der Gruppe D deutlich in Abbildung 5.14. Auch die quasi-monokristallinen Solarzellen der Gruppen A und B passen sich in diesen Zusammenhang ein, nur Probe C1 weicht signifikant ab. Es muss dabei erwähnt werden, dass die Werte $J_{01}^{\text{Hintergrund}}$ der Gruppen A und C dem jeweiligen Wert neben dem Rückseitenbusbar entsprechen, da dieser die Rekombination im Volumen repräsentiert. Es kann daraus geschlussfolgert werden, dass rekombinationsaktive Kristalldefekte, wie Versetzungen und/oder Korngrenzen, auch die Rekombination unter der Metallisierung beeinflussen. Ein möglicher Grund hierfür könnte beispielsweise in einer veränderten Oberflächenrauigkeit liegen, wie sie in Abschnitt 5.2 diskutiert wurde. So hängt beispielsweise das Wachstum der für die Kontaktierung genutzten Silberkristalle von der Oberflächenstruktur ab und kann darüber hinaus auch durch die Prozessparameter beeinflusst werden [Sch06b, S. 35ff]. Es ist außerdem wichtig, die Art der Kontaktierung zu kennen, die sich ausgebildet hat. Diese kann in Abhängigkeit von der Prozessierung beispielsweise durch direkten Kontakt von Silberpartikeln mit dem Silizium gebildet werden oder als Tunnelkontakt realisiert sein. Somit können aus Untersuchungen von Proben mit verschiedenen Kontaktregimen verschiedene Ergebnisse resultieren.

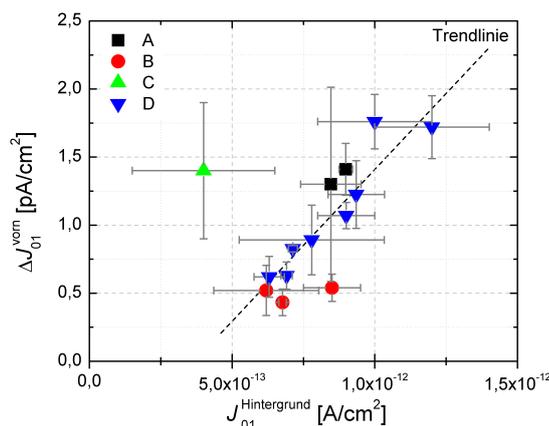


Abbildung 5.14: Die Sättigungsstromdichte des Diffusionsstromes unter der Vorderseitenmetallisierung $\Delta J_{01}^{\text{vorn}}$ korreliert mit der (Bulk)-Rekombinationsaktivität, welche in der unmittelbaren Umgebung gemessen wird ($J_{01}^{\text{Hintergrund}}$) [RPWB13].

Die Werte, welche am Lötstreifen der Rückseitenmetallisierung gemessen wurden, zeigen in den defektarmen Regionen nahezu dieselben Werte wie in der Referenzgruppe B. Sie tendieren dabei jedoch leicht zu einem etwas geringeren Einfluss auf die lokalen I - V -Parameter. Der Unterschied könnte hierbei durch eine leicht verschiedene Kontamination der genutzten Paste stammen, da beide Materialien zu unterschiedlichen Zeitpunkten prozessiert wurden. Auch in den multikristallinen Zellen sind keine J_{rek} oder J_{shunt} -Anteile im Bereich des Rückseitenbusbars erkennbar. Die stark rekombinationsaktiven Strukturdefekte sind dennoch auch in der Verteilung des Rekombinationsstromes sichtbar. Da bisher nicht bekannt ist, dass Volumendefekte einen signifikanten Einfluss auf den Rekombinationsstrom haben, kann dies beispielsweise aus einer eventuell vorhandenen injektionsabhängigen Ladungsträgerlebensdauer in diesen Gebieten resultieren. Es ist klar zu erkennen, dass die Rekombination, welche durch die Rückseitenmetallisierung verursacht wird, trotz eines J_{diff} in der Größenordnung der stark rekombinationsaktiven Defekte, nicht in der J_{rek} -Verteilung erkennbar ist, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Zuordnung der einzelnen Dunkelstromanteile zumindest in den defektarmen Regionen korrekt ist. Da die Auswertung der J_{01}^{hinten} -Daten ausschließlich in solchen defektarmen Regionen stattgefunden hat, kann keine Korrelation zwischen den rekombinationsaktiven Defekten im Volumen und der Oberflächenrekombinationsrate unter der Rückseitenmetallisierung vorgenommen werden. Es ging jedoch bereits aus den CELLO-Daten in Abschnitt 5.2 hervor, dass ein solcher Zusammenhang prinzipiell möglich ist.

5.3.5 Auswirkungen der lokalen Rekombination auf die Effizienz

Die Simulation der globalen Kennlinien aus den DLIT-Messungen mit Hilfe der «Local I-V»-Software unter der Annahme eines homogenen J_{sc} zeigt, dass die gemessenen globalen Hellkennlinien (Punkte) in Abbildung 5.15 gut nachvollzogen werden können. Im gezeigten Beispiel der Gruppe B gibt es eine Abweichung des V_{oc} von 6 mV, jedoch kann der Bereich um den Maximum Power Point sehr gut angepasst werden.

Durch virtuelles Ausschneiden der Defekte und das Ersetzen ihrer Messwerte durch den Mittelwert der unmittelbaren Umgebung kann deren Einfluss auf die globale Leistungsfähigkeit der Solarzelle simuliert werden. Bei der Anwendung auf die Rückseitenbusbars der Gruppe B

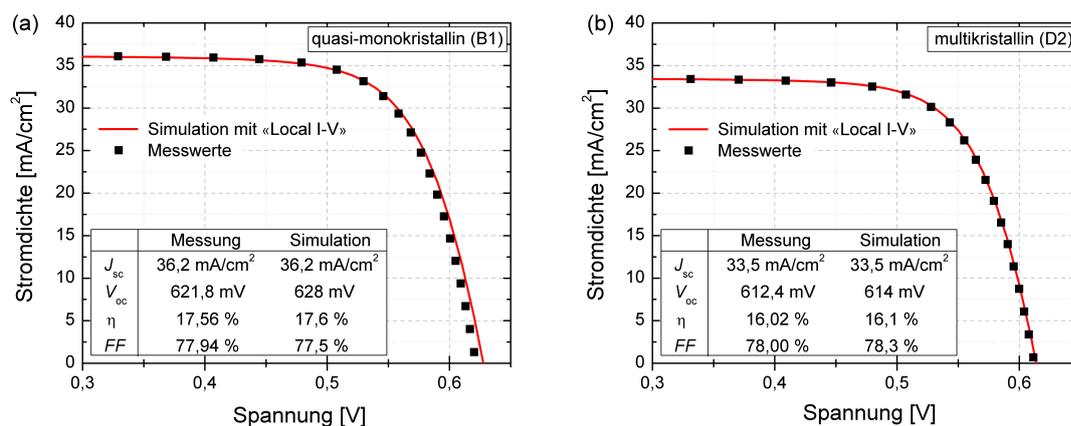


Abbildung 5.15: Gemessene und mit dem «Local I-V»-Algorithmus simulierte Hellkennlinien zweier typischer Solarzellen der Gruppen B und D [RPWB13].

hebt sich V_{oc} um rund 8 mV an und im Falle der multikristallinen Proben in Gruppe D immer noch um 4 mV. Es ergibt sich außerdem eine Erhöhung des Wirkungsgrades um $0,2\%_{abs}$ (Gruppe B) bzw. $0,1\%_{abs}$ (Gruppe D). Somit kann durch die Nutzung der Al/Ag-Paste an einzelnen Lötstellen anstelle eines gesamten Lötstreifens der Wirkungsgrad deutlich erhöht werden. Solche Zellen mit Löt pads, die zum Teil weniger als die Hälfte der Fläche des Lötstreifens einnehmen, werden inzwischen in der industriellen Produktion eingesetzt.

Alle bisherigen Betrachtungen beziehen sich vor allem auf den Einfluss der Rekombination auf den Dunkelstrom. Es bleibt dabei unberücksichtigt, dass eine erhöhte Rekombination auch eine lokal verringerte Photostromdichte ($J_{photo} \approx J_{sc}$) verursacht. Im Falle der Abschattung des Löt pads durch die Vorderseitenmetallisierung würde sich dieser Effekt weniger stark zeigen, da ohnehin eine verringerte Leistungsgeneration in diesem Bereich stattfände. Es muss jedoch auch berücksichtigt werden, dass das Löt pad mit rund 4,5 mm wesentlich breiter als der Vorderseitenbusbar (rund 1,3 mm) ist. Dadurch wird nur etwa ein Drittel des betroffenen Gebietes abgedeckt und die Absenkung des lokalen J_{sc} sollte wirksam sein. Wie in Tabelle 5.6 gezeigt worden ist, unterscheiden sich die Proben mit parallelen und gekreuzten Busbars der jeweiligen Materialien hinsichtlich ihrer elektrischen Leistungsfähigkeit jedoch nicht signifikant. Der Dunkelstrom ist hingegen wesentlich von der lokalen Spannung beeinflusst und wirkt somit mit und ohne Beleuchtung, wobei er laterale Ausgleichsströme aus den rekombinationsarmen Gebieten gespeist wird. Dieser Effekt kann jedoch mit dem Stern-Modell unabhängiger Dioden nur ungenau beschrieben werden, da dieses annimmt, dass die Querströme von einem „guten“ Bereich immer über die Busbars in einen „schlechten“ Bereich fließen. Wenn diese Bereiche jedoch direkt benachbart sind, fließt der Strom auf dem direkten Weg, was einem geringeren Serienwiderstand entspricht als das Sternmodell annimmt. Hieraus können somit Abweichungen in der «Local I-V»- und «EL-Fit»-Auswertung resultieren.

Unter der Annahme einer Bedeckung von rund 8% der Vorderseite mit den gedruckten Kontakten wird die globale Leerlaufspannung durch den leicht erhöhten Diffusionsstrom nur um 1 bis 2 mV abgesenkt. Hieraus ergibt sich keine signifikante Reduktion des Wirkungsgrades der entsprechenden Zellen. Wie gezeigt wurde, haben die Lötstreifen auf der Rückseite den schädlicheren Einfluss auf die Effizienz der Solarzelle.

6 Materialinduzierte Rekombination in multikristallinem Silizium

Im vorangegangenen Kapitel wurde der Einfluss von herstellungsbedingten Problemen auf die Leistungsfähigkeit von Solarzellen untersucht, die durch entsprechende Anpassungen der Prozesse vermieden werden können. Darüber hinaus existiert speziell in multikristallinem Silizium eine Vielzahl rekombinationsaktiver Defekte, die bereits im Ausgangsmaterial vorhanden sind und nur teilweise durch die Prozessführung beeinflusst werden können. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der Einfluss rekombinationsaktiver Defekte vom Typ A und Typ B auf die lokale Performance der Solarzelle untersucht und mit Literaturdaten verglichen. In einem zweiten Abschnitt wird eine Methodik zur Charakterisierung der Rekombinationsgeschwindigkeit von Korngrenzen mit Hilfe hochauflösender DLIT-Aufnahmen vorgestellt und geprüft, welcher Anteil an der Gesamtrekombination innerhalb defektreicher Gebiete durch diese hervorgerufen wird. Beide Thematiken wurden in Zusammenarbeit mit Kollegen des Solar Energy Research Institute of Singapore und der Universität Konstanz bereits veröffentlicht [RMB⁺13] oder sind derzeit in Begutachtung [PMB14].

6.1 Rekombinationsaktive Strukturdefekte in multikristallinem Silizium

In multikristallinem Silizium existieren verschiedene Strukturdefekte, die unterschiedliche Auswirkungen auf die Effizienz von Solarzellen haben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde bereits gezeigt, dass beispielsweise Zwillingskorngrenzen im Bulk nahezu keine Rekombinationsaktivität aufweisen (vgl. [CCS⁺08]), während Versetzungscluster eine starke Reduktion des Wirkungsgrades hervorrufen. Auch Verunreinigungen, die vom Tiegel in das Material eindiffundieren, beeinflussen den Wirkungsgrad negativ [SMS⁺13]. Im nachfolgenden Abschnitt werden in einer multikristallinen Siliziumsolarzelle zunächst einzelne Defekttypen entsprechend einer bekannten Einteilung identifiziert und anschließend mittels Photolumineszenzaufnahmen sowie der Analyse ihrer lokalen Kennlinien das jeweilige Rekombinationsverhalten untersucht. Eine Kooperation mit dem Solar Energy Research Institute of Singapore (SERIS) hat zusätzliche Ergebnisse zur Polarisation der Sub-Bandgap-Lumineszenz ergeben, die zusammen mit den hier gezeigten Ergebnissen in [PMB14] veröffentlicht werden.

6.1.1 Typen elektrisch aktiver Kristalldefekte

Zur Unterscheidung verschiedener Defekttypen in Siliziumsolarzellen können die Rekombinationsaktivität, das Lumineszenzverhalten sowie das Durchbruchverhalten der entsprechenden Bereiche untersucht werden. Wie im Abschnitt 2.4 bereits erläutert wurde,

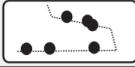
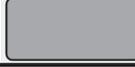
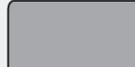
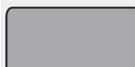
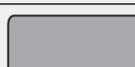
	Rekombinations- aktivität	elektrischer Durchbruch	Defekt- lumineszenz
	EL/EBIC	μ -ReBEL (Typ-2)	μ -ELsub
Typ-A _p			
Typ-A _G			
Typ-B			
Typ-C			
Typ-N			

Abbildung 6.1: Defekteinteilung nach Lausch entsprechend der Rekombinationsaktivität des jeweiligen Bereiches, der gemessenen Sperrlumineszenz elektrischer Durchbrüche vom Typ II (μ -ReBEL) sowie der emittierten Sub-Bandgap-Elektrolumineszenz (μ -ELsub)[Lau13, S. 66].

existieren dabei drei verschiedene Durchbruchsmechanismen, die auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden können. Dabei werden die elektrischen Durchbrüche vom sogenannten Typ II durch rekombinationsaktive Defekte verursacht.

Darüber hinaus ist eine Unterscheidung verschiedener Defekte aufgrund der Ausstrahlung von Sub-Bandgap-Lumineszenz möglich. Durch eine Kombination beider Methoden können grundsätzlich drei Typen von rekombinationsaktiven Defekten unterschieden werden. Eine detaillierte Untersuchung der entsprechenden Effekte wird in der Dissertation von Lausch vorgestellt [Lau13]. Mit Hilfe von hochauflösenden ReBEL-Aufnahmen konnte dieser den sogenannten Typ A in zwei Untergruppen differenzieren und mit Hilfe von elektronenstrahl-induzierter Strommessung (engl. *electron beam induced current* – EBIC) bei tiefen Temperaturen eine weitere Defektart namens Typ N identifizieren. Zusammengefasst ergeben sich die in Abbildung 6.1 tabellierten Eigenschaften.

Lumineszenzuntersuchungen

Für die Untersuchung wurde eine multikristalline Solarzelle der Größe $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ genutzt, die am SERIS in einem industrienahen Prozess hergestellt wurde [PMB14]. An der fertigen Solarzelle wurden ebenfalls am SERIS verschiedene Lumineszenzmessungen durchgeführt, um die Defekttypen nach Abbildung 6.1 zu identifizieren.

Abbildung 6.2(a) zeigt die entsprechende EL-Intensität der fertigen Solarzelle, bei der gut erkennbar ist, dass verschieden stark rekombinationsaktive Defekte vorhanden sind. Nach Lausch weist der Defekttyp A eine stärkere Rekombinationsaktivität auf als der Defekttyp B [Lau13]. In (b) ist die Verteilung der Sub-Bandgap-Elektrolumineszenz dargestellt. Es ist erkennbar, dass nicht alle rekombinationsaktiven Regionen diese Art der Lumineszenz ausstrahlen. Die sehr aktiven Bereiche aus (a) zeigen vergleichsweise geringe SubEL-Werte, während die schwach rekombinationsaktiven Bereiche eine ausgeprägte Sub-Bandgap-Lumineszenz aufweisen. Die letztgenannten Bereiche entsprechen somit dem Defekttyp B. Ein typisches Beispiel hierfür ist in der Abbildung 6.2 jeweils mit einem

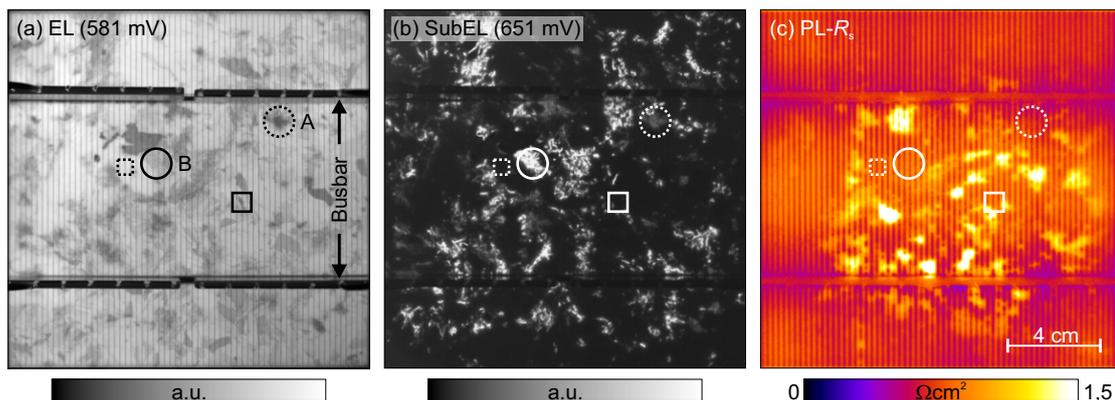


Abbildung 6.2: (a) Elektrolumineszenz-, (b) Sub-Bandgap-Lumineszenz- und (c) Serienwiderstandsverteilung einer multikristallinen Solarzelle. Markiert sind Defekte vom Typ A – gepunkteter Kreis, Typ B – durchgezogener Kreis und defektarme Bereiche – Quadrate [PMB14].

durchgezogenen Kreis markiert. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um Strukturdefekte, die mit metallischen Verunreinigungen kontaminiert sind [KBH⁺13]. Ein Defekt des Typ A hingegen ist von einem gepunkteten Kreis umgeben. Laut Breitenstein *et al.* [BBB⁺11b] bestehen diese aus Metallpräzipitaten, die eine Vielzahl von Störniveaus innerhalb der Bandlücke erzeugen [LBL⁺11] und deren Sub-Bandgap-Lumineszenz daher nicht mit InGaAs-Detektoren gemessen werden kann.

Bei genauer Betrachtung vor allem von PL-Aufnahmen (hier nicht dargestellt) werden darüber hinaus zusätzliche dunkle Kontraste in der Band-Band-Lumineszenz sichtbar, die einer verringerten lokalen Spannung infolge eines lokal erhöhten Serienwiderstandes entsprechen. Die Serienwiderstandsverteilung aus PL-Aufnahmen (vgl. [TPBA07]) ist in (c) dargestellt. Der lokal erhöhte Serienwiderstand ist vermutlich auf nicht-optimale Parameter bei der Feuerung der Kontakte zurückzuführen, die einen Anstieg des Kontaktwiderstandes von der Gridleitung zum Emittor verursachen [Sch06b, S. 23ff]. Unter Berücksichtigung dieser R_s -Verteilung kann der «Local I-V»-Algorithmus genutzt werden, um die lokalen I - V -Kennlinien zu bestimmen.

Durchbruchverhalten

Um die beiden Defekttypen eindeutig identifizieren zu können, wurde darüber hinaus auch das Durchbruchverhalten der Solarzelle sowohl mit ReBEL als auch mit DLIT unter negativer Spannung untersucht. Das jeweilige Messsignal wurde hierfür bei verschiedenen Sperrspannungen zwischen -1 und -19 V detektiert. Dadurch ist es möglich, neben der lokalen Durchbruchspannung auch den zugehörigen Strom-Spannungs-Verlauf zu detektieren. Die Durchbruchspannung wurde hierbei so definiert, dass das entsprechende Signal den Rauschpegel um den Faktor 3 überschreitet. Bei der DLIT-Untersuchung wurde aufgrund seiner hohen Ortsauflösung für Punktquellen das $S^{0^{\circ}}$ -Signal ausgewertet und jeweils durch die angelegte Spannung V_B dividiert, um unter Vernachlässigung jeglicher Serienwiderstandseffekte ein Maß für die lokale Stromdichte zu erhalten und darüber die Durchbruchspannung zu bestimmen. Um beide Untersuchungen vornehmen zu können, wurde zuvor ein starker ohmscher Shunt am rechten Zellrand mit einer Diamantkreissäge entfernt. Die «Local I-V»-Auswertungen wurden zeitlich früher durchgeführt und zeigen diesen Defekt noch sehr deutlich (vgl. Abbildung 6.5).

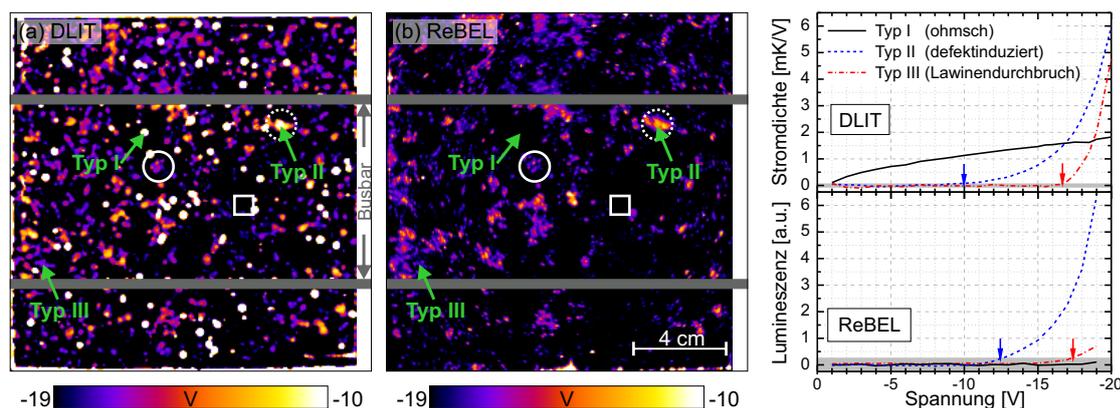


Abbildung 6.3: Lokale Durchbruchsspannung einer multikristallinen Solarzelle gemessen mit (a) DLIT und (b) ReBEL. Die zugehörigen Lumineszenzintensitäten und die prinzipiellen Verläufe der I - V -Charakteristika sind in (c) für die in (a) und (b) mit Pfeilen markierten Bereiche der Typen I, II und III dargestellt [PMB14].

Abbildung 6.3 zeigt die jeweiligen Verteilungen der Durchbruchsspannung sowie die Intensitäts-Spannungs-Kurven der drei mit Pfeilen markierten Stellen. Es sind alle drei Typen von Durchbrüchen erkennbar. Typ I zeigt sich als weiße Punkte und ist hier nur in (a) erkennbar. Die Stromdichte zeigt in diesen Bereichen einen nahezu linearen Anstieg mit der Spannung (c) und es wird keine Sperrlumineszenz ausgesendet. Die defektinduzierten Durchbrüche vom Typ II (gelb/orange) brechen bei Spannungen zwischen -10 und -12 V durch, wie es in der Literatur für sauer texturierte Zellen bereits berichtet wurde [KKG⁺09]. Sie korrelieren dabei mit dem Defekttyp A, wie es in Abbildung 6.1 definiert wurde. Wie in (c) erkennbar ist, zeigen diese Defekte einen superlinearen Stromanstieg, der durch eine Überlagerung der Signale verschiedener Durchbruchsstellen in einen exponentiellen Anstieg übergeht. Einzelne Durchbruchsstellen entlang der rekombinationsaktiven Korngrenzen (vgl. Abbildung 6.1) können hier aufgrund der begrenzten Ortsauflösung nicht separiert werden. Als dritter und letzter Durchbruchmechanismus treten die violett bzw. blau gefärbten Lawinendurchbrüche (Typ III) bei Spannungen zwischen -16 und -19 V auf, die einen exponentiellen Strom-Spannungs-Verlauf aufweisen. Sie sind nicht mit den rekombinationsaktiven Defekten verknüpft.

6.1.2 Lokale Rekombinationsaktivität der Defekttypen A und B

Lebensdauerentwicklung während der Prozessierung

Die Prozessierung von Wafern zu Solarzellen ist zumeist darauf optimiert, die lokalen Ladungsträgerlebensdauern einzelner Gebiete während der Produktion zu steigern, indem beispielsweise Getterprozesse Verunreinigungen an Strukturdefekten sammeln oder Passivierungen vorgenommen werden. Solche Veränderungen können mit Hilfe von PL-Lebensdaueremessungen (vgl. [TBSW06]) zwischen den einzelnen Schritten dokumentiert werden. Bakowskie *et al.* haben bereits eine Aktivierung der Rekombinationsaktivität im Defekttyp A vom Wafer zur Solarzelle festgestellt [BLK⁺11], wobei Lausch zeigen konnte, dass diese Aktivierung durch Hochtemperaturschritte hervorgerufen wird [Lau13, S. 55f]. Johnston *et al.* präzisierten die relative Zunahme der Rekombinationsaktivität der Defekte vom Typ A im Vergleich zum Typ B auf die Emitterdiffusion. Die Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten wird in einem größeren Abstand zwischen einzelnen

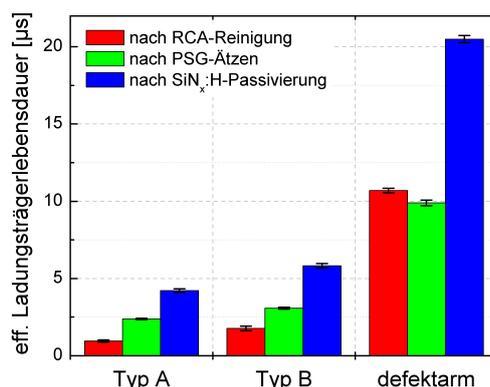


Abbildung 6.4: Vergleich der Entwicklung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer während der Prozessierung in Regionen mit unterschiedlichen Defekttypen, wie sind in Abbildung 6.2 markiert sind, und einem defektarmen Bereich [PMB14].

Kleinwinkelkorngrenzen des Typs B vermutet, der zu einem effektiveren Gettern in einem größeren umgebenden Bereich führt. Dabei spielt auch die Temperatur eine entscheidende Rolle, da sich Präzipitate an den Korngrenzen, welche durch ihre Kristallverzerrung den Einfang von Verunreinigungen ermöglichen, bei Temperaturen höher als 500 °C auflösen können [JGY⁺14]. Eine sukzessive Messung der effektiven Lebensdauer nach den Prozessschritten der nasschemischen Reinigung (RCA-Reinigung [KP70]), nach dem Entfernen des Phosphorsilikatglases (PSG-Ätzen) und nach der Siliziumnitrid-Passivierung (SiN_x:H) zeigt jedoch, dass dieses Verhalten in der hier untersuchten Zelle nicht so klar gemessen werden kann [PMB14].

Abbildung 6.4 stellt diese gemessenen effektiven Ladungsträgerlebensdauern nach den jeweiligen Prozessschritten für die beiden in Abbildung 6.2 markierten defektreichen Gebiete sowie den defektarmen Bereich dar, der mit dem gepunkteten Quadrat markiert ist. Da im defektarmen Bereich keine Verunreinigungen gegettert werden, bleibt die effektive Ladungsträgerlebensdauer dort nach der Phosphordiffusion unverändert, während in beiden Defektbereichen eine Verbesserung eintritt. Das relative Verhältnis zueinander entwickelt sich dabei nicht in der oben beschriebenen Weise, sondern es findet eine Annäherung der beiden Lebensdauerwerte statt. Durch die Wasserstoffpassivierung im Bulk und die Verringerung der Oberflächenrekombination bei der Bildung der Antireflexionschicht wird die Rekombination in allen drei Bereichen gesenkt, wobei die Wirkung auf den defektarmen Bereich wesentlich stärker ist. Der Defekt vom Typ A bleibt hierbei gegenüber dem Typ B zurück, kann also vermutlich nicht so gut durch Wasserstoff passiviert werden.

Lokale Kennlinienanalyse aus DLIT-Messungen

In der prozessierten Solarzelle kann die lokale Rekombination direkt über die Kennlinienparameter bestimmt werden. Lausch hat dazu Gebiete mit dominanten Defekten beider Typen zu Miniatur-Solarzellen der Größe $1 \times 1 \text{ cm}^2$ prozessiert und deren Kennlinien vermessen [Lau13, S. 52]. Wir vergleichen die Ergebnisse dieses Ansatzes nun mit der zerstörungsfreien «Local I-V»-Untersuchung an einer großflächigen Solarzelle. Es wurden DLIT-Messungen bei 500 mV, 550 mV, 600 mV und -450 mV mit einer Lock-in Frequenz von 12 Hz durchgeführt und mit dem «Local I-V»-Algorithmus ausgewertet, wobei der lokale Serienwiderstand

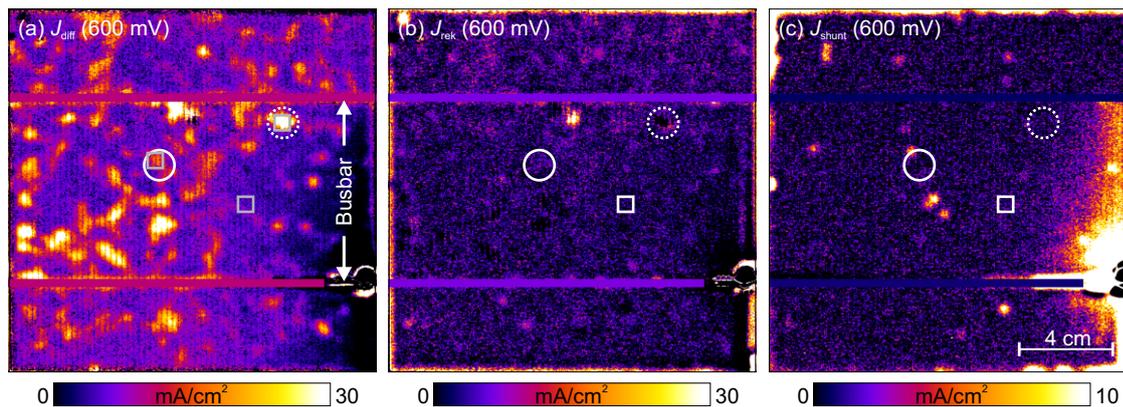


Abbildung 6.5: Verteilung der Dunkelströme: (a) Diffusionsstromdichte J_{diff} , (b) Rekombinationsstromdichte in der Raumladungszone J_{rek} und (c) ohmsche Parallelstromdichte J_{shunt} bei einer angelegten Spannung $V_B = 600 \text{ mV}$. (Defekt vom Typ A – gepunkteter Kreis, Typ B – durchgezogener Kreis und defektarmer Bereich – Quadrat) [PMB14].

in diesem Fall durch die Auswertung von PL-Messungen bestimmt wird, die direkt nach der Prozessierung aufgenommen wurden. Die Zelle wurde zwischenzeitlich durch einen starken ohmschen Shunt geschädigt, der eine Auswertung mittels «EL-Fit» nicht mehr ermöglicht, da dieser Algorithmus nur auf einem Ein-Dioden-Modell beruht. Der Fehler aufgrund der Nutzung der unter Beleuchtung ermittelten PL- R_s -Verteilung gegenüber der DLIT-Messung im Dunkeln muss entsprechend bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden.

Abbildung 6.5 zeigt die Dunkelstromanteile, die aus der «Local I-V»-Auswertung gewonnen wurden. Dabei fällt der starke ohmsche Parallelstrom am rechten Zellrand in (c) auf, der aufgrund der thermischen Signalausbreitung einen starken Einfluss auf die Messwerte der Umgebung nimmt. In diesem Bereich funktioniert die Zuordnung der Dunkelstromanteile J_{diff} und J_{rek} nicht mehr, da signifikante Querströme innerhalb der Zelle fließen. In allen anderen Gebieten zeigt sich hingegen eine deutliche Trennung aller drei Dunkelstromanteile, wobei der lokal erhöhte Serienwiderstand keinen Einfluss auf die Verteilungen nimmt.

Neben dem starken ohmschen Shunt am rechten Zellrand, der beim ersten Anlegen einer größeren negativen Spannung entstand, zeigen sich weitere ohmsche Parallelströme innerhalb der Zellfläche. Diese können beispielweise durch Aluminiumpartikel auf der Oberfläche verursacht werden, die sich während des Druckprozesses ablagerten [BBB⁺11b]. Es sind jedoch weniger Stellen erkennbar, als sich als Durchbrüche vom Typ I zeigen. Dies wird noch

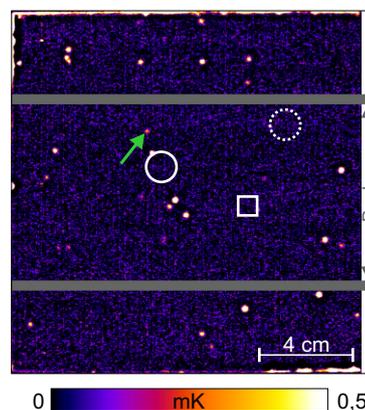


Abbildung 6.6: S^0 -Signal bei $V_B = -1 \text{ V}$, das auch zur Ermittlung der lokalen Durchbruchsspannung in Abbildung 6.3 verwendet wurde. Nicht alle Durchbrüche vom Typ I sind bei dieser Spannung bereits aktiv. Zur leichteren Orientierung sind die in Abbildung 6.3 gegebenen Markierungen ebenfalls dargestellt.

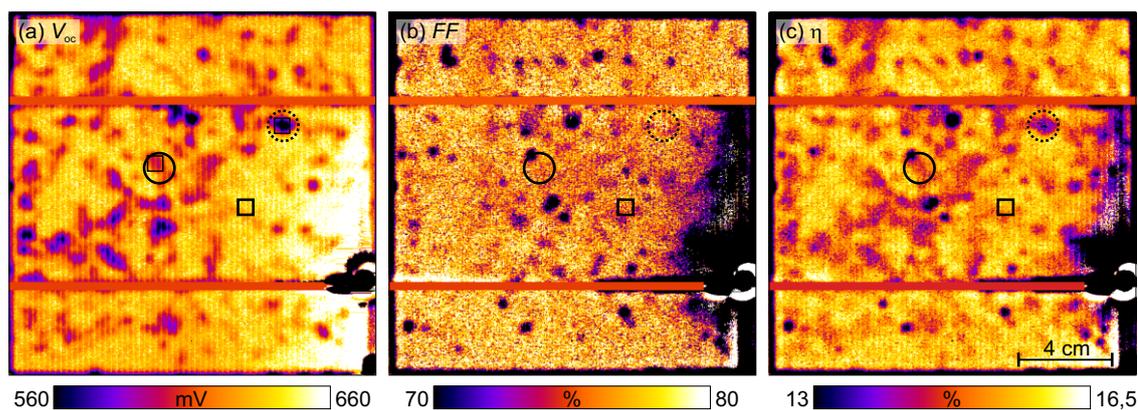


Abbildung 6.7: Simulierte lokale Charakteristika der Hellkennlinien: (a) Leerlaufspannung V_{oc} , (b) Füllfaktor FF und (c) Wirkungsgrad η jeweils unter der Annahme lokal eigenständigen Verhaltens [PMB14]. (Defekt vom Typ A – gepunkteter Kreis, Typ B – durchgezogener Kreis und defektarmer Bereich – Quadrat).

einmal deutlich, wenn man sich das $S^{0^{\circ}}$ -Signal bei $V_B = -1$ V ansieht, das in Abbildung 6.6 dargestellt ist und mit höherer Ortsauflösung dieselben Defekte wie Abbildung 6.5(c) zeigt. Vor allem am oberen Rand der Zelle erkennt man aufgrund der unzureichenden Kantenisolierung ebenfalls ohmsche Parallelströme, die auf einen direkten Stromfluss vom Emitter zum Rückseitenkontakt schließen lassen. Wahrscheinlich kam es zu einer Fehlausrichtung des zur Kantenisolierung genutzten Lasers bezüglich der Probe. Alle weiteren Durchbrüche vom Typ I brechen somit bei Spannungen zwischen -1 und -10 V durch.

Auf dem gesamten Umfang der Solarzelle zeigt sich ein starker Rekombinationsstrom, da der p-n-Übergang dort die Oberfläche durchstößt und so eine große Anzahl von Störstellenniveaus in der Raumladungszone auftreten. Wie bereits in Abschnitt 5.3 berichtet, steigt dabei der lokale Idealitätsfaktor n_2 signifikant an. Der Hauptanteil des Dunkelstromes bei der angelegten Spannung von 600 mV wird jedoch durch den Diffusionsstrom in Bereichen mit geringer Ladungsträgerlebensdauer bestimmt. Dabei korrelieren die stark rekombinationsaktiven Defekte vom Typ A mit sehr hohen Diffusionsstromdichten, die mit $J_{01} = 11,2 \times 10^{-12}$ A/cm² (im gepunkteten Kreis) den Wert der markierten defektfreien Region (Quadrat) um den Faktor 28 überschreitet. Bei dem markierten Defekttyp B (durchgezogener Kreis) hingegen ist $J_{01} = 1,8 \times 10^{-12}$ A/cm² und damit rund Faktor 4 größer.

Einige Bereiche mit einem sehr starken lokalen Diffusionsstrom sind als Null-Werte oder negative Werte im J_{rek} -Bild erkennbar. Diese Tatsache resultiert aus der Nutzung der „falschen“ Serienwiderstandsverteilung. Diese wird mit der Photolumineszenzmethode größer gemessen als sie während der DLIT-Messung auftritt, so dass in der «Local I-V»-Auswertung Teile des Rekombinationsstromes dem Diffusionsstrom zugeordnet werden. Insgesamt kann jedoch festgestellt werden, dass rekombinationsaktive Defekte beider Typen weder signifikante Rekombination innerhalb der Raumladungszone noch ohmsche Parallelströme verursachen.

6.1.3 Wirkung auf den lokalen und globalen Wirkungsgrad

Zur Bestimmung des lokalen Einflusses der Defekte auf den Wirkungsgrad werden die Hellkennlinienparameter unter der Annahme eines homogenen $J_{sc} = 32,0$ mA/cm² mit dem «Local I-V»-Algorithmus simuliert. Dieser Fakt trifft in multikristallinen Solarzellen nur

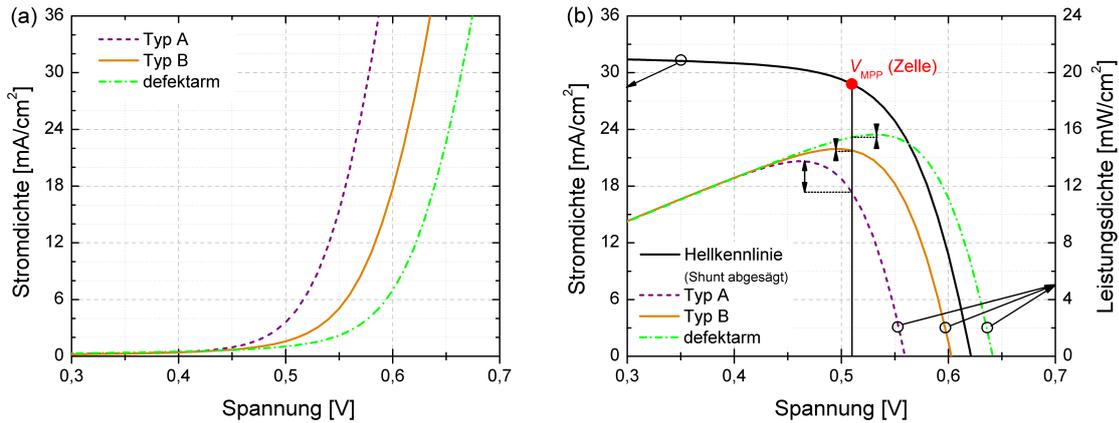


Abbildung 6.8: (a) Lokale Dunkelkennlinien aus der «Local I-V»-Analyse der in Abbildung 6.5(a) markierten Bereiche unterschiedlicher Defekttypen. (b) zeigt die lokalen Leistungsdichten und deren Anteil an der Gesamtleistung der Solarzelle im Hinblick auf das gemeinsame Potential aller Zellbereiche [PMB14].

bedingt zu, da die lokale Rekombination auch J_{sc} absenkt. Lausch konnte zeigen, dass diese Abweichungen jedoch erst bei den sehr kleinen lokalen Ladungsträgerlebensdauern des Typ A signifikant werden. Die Kurzschlussstromdichte sinkt dabei um 6,3 % ab, während im Rahmen eines moderaten Diffusionsstromes, wie er an den Defekten vom Typ B auftritt, die Verringerung von J_{sc} lediglich 2 % beträgt [Lau13, S. 52].

Die lokalen Parameterpotentiale, die sich aus der unabhängigen Betrachtung jedes Pixels ergeben, sind in Abbildung 6.7 abgebildet. Wie erwartet, korreliert V_{oc} im Wesentlichen mit der Diffusionsstromdichte, so dass der Defekttyp A (gepunkteter Kreis) diesen Parameter signifikant absenkt. Typ B hingegen hat nur einen moderaten Einfluss. Der Füllfaktor wird von beiden Defekttypen nicht gegenüber der Umgebung abgesenkt, da dieser hauptsächlich von den Dunkelstrombeiträgen J_{rek} und J_{shunt} beeinflusst wird. Diese Stromanteile werden jedoch nicht durch die untersuchten rekombinationsaktiven Defekte verursacht.

Die zusätzliche Verringerung des lokalen Beitrages zur Gesamtleistung der Solarzelle aufgrund lokal verschiedener Spannungen V_{MPP} ist durch die lokal stark erhöhte Diffusionsstromdichte sehr ausgeprägt. Die Abbildung 6.8(a) zeigt die lokalen Dunkelkennlinien der in Abbildung 6.5(a) mit grauen Quadraten markierten Bereiche und (b) die lokale Leistungsdichte im Vergleich zur globalen Hellkennlinie der untersuchten Solarzelle. Da der Defekttyp A eine um rund 50 mV verringerte Leerlaufspannung gegenüber dem globalen Messwert ausweist, senkt sich dessen Beitrag zur Gesamtleistung um rund 16 % gegenüber seinem lokalen MPP ab. Der Bereich des Typ B sowie der defektfreie Bereich werden hingegen nahe ihrem individuellen MPP betrieben und weisen daher nur Wirkungsgradverluste von rund 1 % gegenüber der maximal möglichen Leistung auf.

Die Abbildung 6.9 stellt alle mit «Local I-V» simulierten Kennlinienparameter der drei Bereiche dar. Hierbei dient der defektarme Bereich stets als Referenz. Zusätzlich sind die entsprechenden Daten von Lausch eingetragen, welcher entsprechende Bereiche in einem Wafer zu $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Solarzellen prozessiert hat [Lau13]. Man erkennt in (a) deutlich den bereits angesprochenen Abfall der Kurzschlussstromdichte in den Bereichen mit Defekten vom Typ A und Typ B, der in der «Local I-V»-Simulation zunächst unberücksichtigt bleibt. Dennoch ergibt sich in (b) ein deutlicher Rückgang von V_{oc} gegenüber dem Referenzwert. Dieser ist stärker ausgeprägt als nach Lausch [Lau13] zu erwarten ist. Würde man zusätzlich

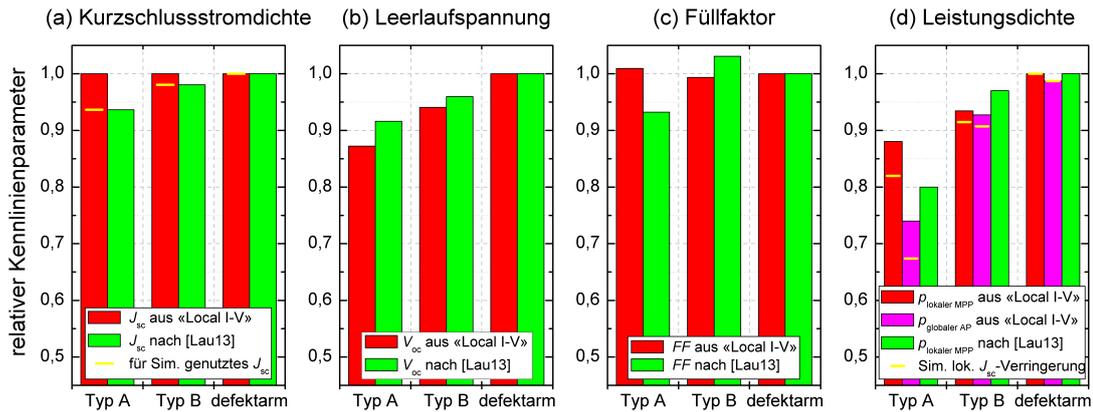


Abbildung 6.9: Parameter (a) J_{sc} , (b) V_{oc} , (c) FF und (d) p ($\propto \eta$) der in Abbildung 6.8 ausgewerteten Kennlinien verschiedener Defekte im Vergleich zu Literaturdaten [Lau13, S. 52]. Abbildung (d) gibt zusätzlich die Auswirkungen eines verringerten J_{sc} nach (a) auf den lokalen Wirkungsgrad wieder.

die Verringerung von J_{sc} berücksichtigen, so ergäben sich noch einmal um wenige mV geringere V_{oc} -Werte.

Wie sich bereits aus der lateralen Verteilung erkennen ließ, weist der lokale Füllfaktor nur geringe Schwankungen zwischen beiden Defekttypen und der Referenz auf. Dies ist bei Lausch nicht gegeben, da dort die Prozessierung der einzelnen Zellstückchen wohl nicht so gleichförmig wie erwartet ablief. Serienwiderstandseffekte sowie mögliche Rekombinationsströme an den Rändern der Miniatur solarzellen können hierfür ursächlich sein.

Betrachtet man in Abbildung 6.9(d) die lokalen Leistungsdichten p ($\propto \eta$) der untersuchten Bereiche, so erkennt man, dass die mit homogener Kurzschlussstromdichte simulierten Werte des Defekttyps A eine geringere Absenkung von p hervorrufen als von Lausch gemessen, während Typ B einen stärkeren Einfluss der lokalen Rekombination zeigt. Für den Vergleich muss der lokale Einfluss der einzelnen Regionen (rote Balken) mit den Angaben von Lausch (grüne Balken) verglichen werden, da dieser die Bereiche in Form von Miniatur solarzellen vermessen hat, die somit alle ihren individuellen MPP annehmen konnten. Wie schon erwähnt, spielt dabei unter anderem der nicht gleichförmige Füllfaktor der Miniatur solarzellen eine Rolle, der zumindest teilweise für die auftretenden Differenzen verantwortlich ist.

Senkt sich die lokale Kurzschlussstromdichte um einen bestimmten Prozentsatz ab, wie es von Lausch gegeben ist, so bewirkt dies nach dem Superpositionsprinzip in erster Näherung einen gleichgroßen Abfall des Gesamtstromes am Punkt maximaler Leistung oder dem Arbeitspunkt der Solarzelle. Dieser Abfall beträgt im Fall des Defekttyps A rund $6,3\% \cdot 32 \text{ mA/cm}^2 \approx 2 \text{ mA/cm}^2$ und bewirkt bei einem angenommenen Serienwiderstand von $1 \Omega \text{ cm}^2$ somit eine Verschiebung der Spannung V_{MPP} bzw. V_{AP} um nur wenige mV. Die virtuelle Absenkung der lokalen Stromdichte unter der Annahme einer gleichbleibenden Spannung ergibt die in Abbildung 6.9 mit horizontalen gelben Strichen gekennzeichneten p -Werte. Der Wirkungsgrad des Defekttyps A senkt sich dabei auf das Niveau, welches auch in der Dissertation von Lausch [Lau13] berichtet wurde. Typ B hingegen zeigt im hier untersuchten Beispiel eine stärkere Absenkung des Wirkungsgrades, der jedoch bei den Miniatur solarzellen von Lausch von einem erhöhten FF beeinflusst ist (vgl. (c)) [Lau13]. Darüber hinaus kann beispielsweise eine Vermischung der beiden Defekttypen vorhanden sein.

Der in der realen Solarzelle auftretende Effekt des globalen elektrischen Potentials senkt den lokalen Wirkungsgrad vor allem im Defekttyp A stärker ab, als die Messung von Lausch erkennen lässt. Dies wird anhand der magenta-farbenen Balken in (d) deutlich, die die lokale Leistungsdichte am globalen Arbeitspunkt (AP) der Zelle repräsentieren. Im Zusammenspiel mit der gesenkten Kurzschlussstromdichte verringert sich der Beitrag zur Gesamtleistung am Defekttyp A auf rund 68 % des ungestörten Bereiches. Die «Local I-V»-Untersuchung bestätigt somit, dass der Defekttyp A den stärksten Einfluss auf die globale Kennlinie hat, wie es von Bakowskie *et al.* über den Flächenanteil vorhergesagt wurde [BLK⁺11].

6.2 Hochauflösende DLIT-Untersuchungen rekombinationsaktiver Korngrenzen

Die im vorherigen Abschnitt untersuchten Defekte sind alle mit strukturellen Unregelmäßigkeiten korreliert, die z. T. in sehr großer Dichte vorliegen. Es treten jedoch auch in Bereichen mit relativ großen Kristalliten rekombinationsaktive Korngrenzen auf. Diese senken die lokale Ladungsträgerlebensdauer und erhöhen damit den Diffusionsstrom, der detektiert werden kann. Ziel des nächsten Abschnittes ist es, eine Methodik zu veranschaulichen, mit der die Rekombinationsgeschwindigkeit solcher Korngrenzen aus DLIT-Untersuchungen ausgewertet werden kann. Dazu werden hochauflösende DLIT-Aufnahmen mit einem Korngrenzenmodell ausgewertet, das auf einer Veröffentlichung von Lax [Lax78] basiert und eine analytische Formel zur Berechnung der effektiven Rekombinationsgeschwindigkeit bereithält. Damit soll die Frage geklärt werden, welcher Anteil der Rekombination in defektreichen Gebieten durch die Korngrenzen im Vergleich zu den Defekten innerhalb der Körner verursacht wird. Die zugrundeliegenden Formeln wurden bereits in [RB12] und [RB13b] hergeleitet und werden hier anhand der in [RMB⁺13] untersuchten Proben vorgestellt.

6.2.1 Experimentelle Details

Probenauswahl und -herstellung

Für die nachfolgend gezeigten Untersuchungen wurden $2 \times 2 \text{ cm}^2$ große Solarzellen aus multikristallinem Material untersucht, welches einen Float-Zone (FZ)-Prozess durchlaufen hat. Dadurch ist gewährleistet, dass der Einfluss von Verunreinigungen aus dem Ausgangsmaterial sehr gering ist. Die Dotierung der Wafer wurde durch eine Schichtwiderstandsmessung auf rund $7,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt.

Die Herstellung der Solarzellen wurde an der Universität Konstanz im Labormaßstab durchgeführt, wobei der in [ZMJ⁺08] beschriebene Prozessablauf genutzt wurde. Die Solarzellen haben ein Aluminium-BSF, einen aufgedampften Aluminiumrückkontakt und eine photolithographisch definierte Vorderseitenmetallisierung aus Ti/Pd/Ag. Die beiden untersuchten Proben wurden aus benachbarten Wafern mit leicht unterschiedlicher Behandlung prozessiert: Während Probe A wie üblich eine Antireflexionsschicht aus Siliziumnitrid erhalten hat, wurde dieser Prozessschritt bei Probe B ausgelassen. Die im PECVD¹-Prozess geschaffene und gefeuerte SiN_x -Schicht ist sehr reich an Wasserstoff und führt daher zu einer sogenannten Wasserstoffpassivierung. Durch diese Probenauswahl ist es möglich, identische

¹ *plasma enhanced chemical vapour deposition* — Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung

Tabelle 6.1: Gemessene und mit «Local I-V» simulierte Kennlinienparameter der mc-FZ Solarzellen ($2 \times 2 \text{ cm}^2$, $n_2 = 2$) [RMB⁺13].

Probe	SiN _x :H-ARC (H-Passivierung)		FF [%]	V_{oc} [mV]	J_{sc} [mA/cm ²]	η [%]
A	ja	Messung	79,3	599	33,7	16,0
		«Local I-V» (S^{-90°)	78,0	598	33,7 *	15,7
		«Local I-V» (FFT) [†]	71,2	568	33,7 *	13,6
B	nein	Messung	76,5	551	21,4	9,0
		«Local I-V» (S^{-90°)	72,1	548	21,4 *	8,5

* Annahme eines homogen konstanten J_{sc} † $K = 1$, $r_{\text{GauB}} = 75 \mu\text{m}$, thermisch dünn

Korngrenzen mit unterschiedlichen Rekombinationsgeschwindigkeiten zu untersuchen. Der positive Einfluss des Wasserstoffs auf beide Proben wurde von Zuschlag *et al.* [ZMJ⁺08] bereits beschrieben und wird in Tabelle 6.1 deutlich, in der unter anderem die gemessenen Kennlinienparameter beider Proben dargestellt sind.

In einer zweiten Untersuchung wurde der $3 \times 3 \text{ cm}^2$ große Ausschnitt einer industriell gefertigten Solarzelle untersucht. Dieser wurde mit Hilfe einer Diamantkreissäge aus der $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ großen Solarzelle herausgeschnitten. Hierbei soll untersucht werden, welcher Anteil an der gesamten Rekombination eines defektreichen Bereiches durch die Korngrenzen hervorgerufen wird. Die multikristalline Solarzelle weist den in Abbildung 2.1 beschriebenen Aufbau mit einer Isotextur und einem Aluminium-BSF auf und hat folgende Kennlinienparameter der Ausgangszelle: $J_{sc} = 32,9 \text{ mA/cm}^2$, $V_{oc} = 618 \text{ mV}$, $FF = 78,3 \%$.

Hochauflösende Lock-in Thermografie

Um die notwendige laterale Auflösung zur Untersuchung einzelner Korngrenzen mittels DLIT zu erreichen, ist eine spezielle Vorgehensweise angewendet worden, die nachfolgend vorgestellt wird. Hierfür wurden die Zellen mit einer transparenten Folie auf den temperierten Messblock angesaugt. Dadurch ist gewährleistet, dass auch nahe der Vorderseitenmetallisierung, an denen die Folie einen schlechten thermischen Kontakt hat, ein Messsignal emittiert wird. Dieses wird aufgrund der geringen Infrarot-Emissivität des Siliziums hauptsächlich an der Rückseitenmetallisierung generiert und transmittiert durch die Probe und die Folie. Vorhandene Inhomogenitäten der Emissivität werden nach den Gleichungen (2.16a) und (2.16b) aus zwei zusätzlichen Thermografiemessungen bei unterschiedlichen Temperaturen korrigiert. Um einen möglichen Einfluss des Narziss-Effektes² zu vermeiden, wurde die Probe leicht schräg betrachtet.

Im Falle der verwendeten Lock-in Frequenz von 23,4 Hz tritt eine thermische Diffusionslänge von rund 1,1 mm auf, welche die Ortsauflösung des üblicherweise ausgewerteten S^{-90° -Signals sehr beschränkt (vgl. Abbildung 6.11(b)). Um die lokalen Diffusionsströme einzelner Korngrenzen auswerten zu können, wird daher ein Entfaltungsalgorithmus angewendet, wie er im Buch von Breitenstein *et al.* [BWL10, S. 137ff] und der Dissertation von Straube [Str11] ausführlich beschrieben ist. Es handelt sich hierbei um einen komplexwertigen 2-dimensionalen FFT³-Algorithmus, welcher aus den beiden Signalen S^{0° und S^{-90° die lokal umgesetzte Leistungsdichte p berechnet und der in Form der Software «DECONV»

² Spiegelung des gekühlten Detektors auf der Oberfläche der Probe

³ *fast Fourier transform* — schnelle Fourier-Transformation

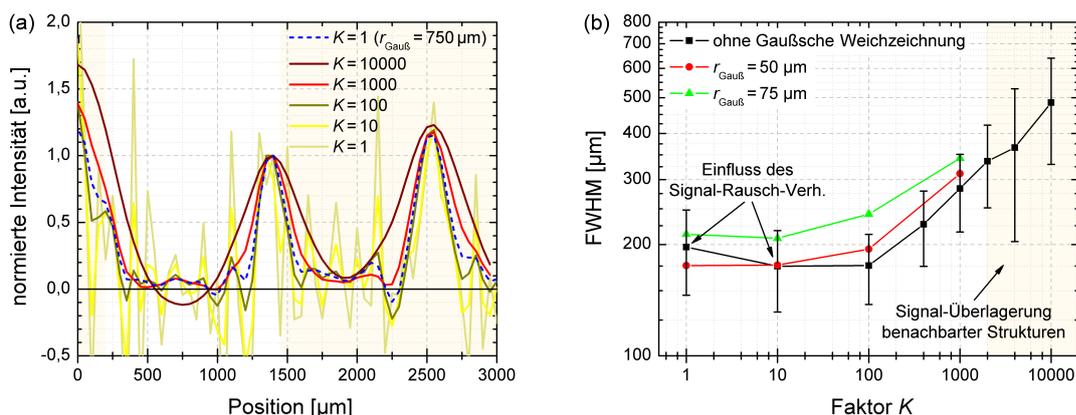


Abbildung 6.10: Einfluss des Faktors K auf die entfaltete Leistungsdichte einer Korngrenze: (a) jeweils aus 7 parallelen Linescans senkrecht zur Korngrenze gemittelter Verlauf und (b) Halbwertsbreite (FWHM) des Peaks bei $1400 \mu\text{m}$.

vorliegt. Trotz der z. T. mehr als 15 Stunden andauernden Messung pro Bild und Nutzung der Temperaturmodulation des Messblockes (siehe Abschnitt 2.5.1) ergibt sich ein nicht zu vernachlässigendes Rauschen der Ausgangsbilder. Da die Fourier-Transformation sehr empfindlich auf dieses Rauschen innerhalb des Messsignals reagiert, ist ein zusätzlicher Wiener-Filter [BWL10, S. 139f] in den Algorithmus integriert, der es ermöglicht, über einen Faktor K einen Kompromiss zwischen möglichst hoher lateraler Ortsauflösung und einem guten Signal-Rausch-Verhältnis der entfalteten Leistungsdichte zu wählen.

Wie man anhand der Abbildung 6.10 erkennt, bewirkt dabei ein erhöhter Faktor K eine Verbreiterung des Messsignals an der hier untersuchten Korngrenze bei rund $1400 \mu\text{m}$. Aufgrund der gewählten Normierung auf das entsprechende Maximum ist jedoch nicht zu erkennen, dass der Flächeninhalt unter dem Peak stets gleich bleibt, solange keine Überlagerung mit benachbarten Signalquellen stattfindet, wie es beispielweise bei $K = 10000$ in Abbildung 6.10(a) zu erkennen ist. Bei zu kleinen Werten von K wird das Rauschen der Messung so sehr verstärkt, dass keine eindeutige Signalzuordnung zur Korngrenze mehr möglich ist. Die Halbwertsbreite (engl. *full width at half maximum* – FWHM) einer Gaußkurve, welche für die verschiedenen K -Werte mit dem Zentrum bei $1400 \mu\text{m}$ angepasst wurde, erreicht dabei den Minimalwert von rund $180 \mu\text{m}$ bei $K < 100$ (Abbildung 6.10(b)).

Zusätzlich resultiert aus dem Entfaltungsalgorithmus ein künstliches Unterschwingen des Signals in unmittelbarer Umgebung zu Signal-Peaks, wie es in Abbildung 6.10(a) beispielweise für $K = 100$ (orange) deutlich wird. Solch negative Leistungswerte können in einem lokalen Zwei-Dioden-Modell ohne Beleuchtung nicht berücksichtigt werden und sind daher mit Hilfe eines Gaußschen Weichzeichners beseitigt worden. Es hat sich gezeigt, dass ein geringer K -Wert in Verbindung mit einer moderaten Gaußverbreiterung eine effektive Entfaltung der Daten ermöglicht [RB12]. Im hier gezeigten Beispiel wurde eine Entfaltung mit $K = 1$ und eine anschließende Weichzeichnung mit einem Radius von $r_{\text{Gauß}} = 1,5$ Pixel (entspricht $75 \mu\text{m}$) vorgenommen. Die Linienbreite an den Korngrenzen konnte damit auf $\text{FWHM} \approx 210 \mu\text{m}$ gesenkt werden. Geringere Werte von $r_{\text{Gauß}}$ beseitigen die negativen Werte ungenügend, während größere Werte die Ortsauflösung zu stark verringern. Die so erreichte Ortsauflösung von $210 \mu\text{m}$ wäre ohne den Entfaltungsalgorithmus erst durch die Verwendung von $f_{\text{LIT}} = 270 \text{ Hz}$ möglich. Bei solch hohen Frequenzen ist das Signal-Rausch-Verhältnis jedoch sehr gering. Darüber hinaus kann in diesem Fall die Probe nicht mehr

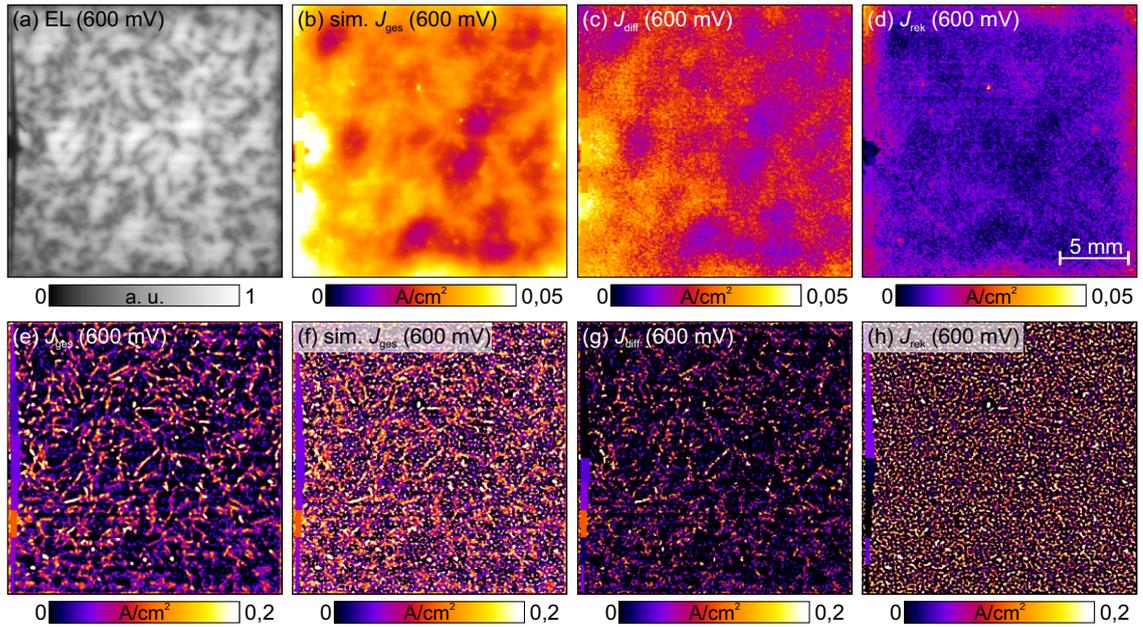


Abbildung 6.11: Elektrolumineszenzaufnahme (a) und «Local I–V»-Auswertung einer $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen mc-FZ Solarzelle bei $V_B = 600 \text{ mV}$: (b)+(f) simulierte Gesamtstromdichte $J_{\text{ges}} = J_{\text{diff}} + J_{\text{rek}}$, (c)+(g) Diffusionsstromdichte J_{diff} , (d)+(h) Rekombinationsstromdichte J_{rek} ($n_2 = 2$). (b)–(d) wurden aus S^{-90° berechnet, während (e)–(h) auf den entfalteten Leistungsdichten basieren. (e) zeigt hierbei die berechnete Gesamtstromdichte der entfalteten Leistungsverteilung, welche durch die Simulation (f) nur ungenügend wiedergegeben werden kann.

als thermisch dünn betrachtet werden, wodurch das S^{-90° -Signal für die Auswertung nicht mehr direkt nutzbar wäre.

Die Bereiche der Gridleitungen sind trotz der angewandten mathematischen Emissivitätskorrektur in Abbildung 6.11(b) noch schwach erkennbar, da an diesen Stellen eine Signalabschattung stattfindet. Diese Bereiche treten daher auch in der entfalteten Leistungsdichte und damit im Gesamtstrom J_{ges} (Abbildung 6.11(e)) als Bereiche mit verringerten Werten auf. Ihre Breite wird ebenfalls durch die Wahl der Werte K und $r_{\text{Gauß}}$ bestimmt. Diese Bereiche können für weitere Auswertungen nicht genutzt werden. Auch der Einsatz einer schwarzen Farbe zur Homogenisierung der Emissivität auf der Vorderseite der Probe hätte ein ähnliches Ergebnis geliefert, da die Metallisierung als thermischer Widerstand zwischen der Probe und der emittierenden Farbe wirksam wäre.

Ermittlung lokaler Kennlinienparameter

Die «Local I–V»-Methode benötigt zur Separation der einzelnen Dunkelstromanteile Messungen bei verschiedenen Spannungen, die jeweils lateral gleich ausgerichtet sind. Aus den S^{-90° -Aufnahmen bei 550 mV und 600 mV lassen sich unter der Annahme $n_2 = 2$ ohne Entfaltung die in Tabelle 6.1 gegebenen Kennlinienparameter simulieren, die gut mit den gemessenen Parametern korrelieren. Die simulierte Verteilung der Dunkelstromanteile J_{diff} und J_{rek} ist hierfür in Abbildung 6.11(c) bzw. (d) dargestellt. Hierbei zeigt sich eine grundlegende Korrelation des Diffusionsstromes mit den rekombinationsaktiven Bereichen des EL-Bildes, wobei jedoch eine eindeutige Zuordnung zu einzelnen Korngrenzen aufgrund der thermischen Verbreiterung des DLIT-Signals nicht möglich ist.

Die Verknüpfung der «Local I-V»-Auswertung mit der Entfaltung ist jedoch nicht unproblematisch. Die bereits erwähnte Empfindlichkeit des Entfaltungsprozesses auf das statische Rauschen der Messung bewirkt eine Verstärkung des Rauschlevels. Besonders in Bereichen mit geringer Signalstärke (hohe Ladungsträgerlebensdauer oder bei geringerem V_B) treten vom Rauschen dominierte Schwankungen des Signals auf. Da das Rauschen statistischer Natur ist, tritt dieser Effekt bei verschiedenen Messungen mit unterschiedlicher angelegter Spannung V_B nicht an lateral gleicher Stelle auf. Bei der Anwendung des «Local I-V»-Algorithmus resultiert daraus ein punktförmiges Rauschmuster in den Dunkelstromverteilungen, da eine klare Trennung der Stromanteile nicht mehr möglich ist. Ein solches Muster ist beispielsweise in Abbildung 6.11(h) deutlich in der J_{rek} -Verteilung erkennbar und liegt gleichmäßig ohne Korrelation zu den rekombinationsaktiven Korngrenzen auf der gesamten Probe vor. Die Überschwinger der Entfaltung der DLIT-Aufnahmen bei $V_B = 550$ mV werden hierbei als zu großer Rekombinationsstrom interpretiert, während die Unterschwinger ins Negative durch die Prozedur auf $J_{\text{rek}} = 0$ gesetzt werden. Gleichzeitig werden in diesen Bereichen die Diffusionsstromanteile verringert. Ein Vergleich der Abbildungen 6.11(e) und (f) zeigt, dass die Summe der simulierten Stromdichten $J_{\text{ges}} = J_{\text{diff}} + J_{\text{rek}}$ (f) lokal viel größer ist als die direkt berechnete Gesamtstromdichte (e). Somit ist es durch das hier auftretende unzureichende Signal-Rausch-Verhältnis nicht möglich, die «Local I-V»-Prozedur auf die entfalteten Daten anzuwenden. Die simulierten Kennlinieneigenschaften, welche in Tabelle 6.1 unter „«Local I-V» (FFT)“ gegeben sind, korrelieren daher nicht mit den Messwerten.

Wie aus den vorangegangenen Abschnitten bereits bekannt ist, sind J_{rek} und J_{shunt} lokale Phänomene. Die «Local I-V»-Auswertung ohne Entfaltung (Abbildung 6.11(c) und (d)) zeigt, dass signifikante Rekombinationsströme in dieser Probe lediglich an den Kanten der Solarzelle und speziell in den beiden oberen Ecken fließen. Aus diesem Grund stützt sich die weitere Auswertung auf die DLIT-Aufnahme bei 600 mV, die als vollständiger Diffusionsstrom interpretiert wird. Dies trifft nur im Bereich des erhöhten J_{rek} am Rand nicht zu, der jedoch nicht ausgewertet wird. Der notwendige Serienwiderstand wurde wiederum aus der «RESI»-Methode mit EL-Messungen bei 550 und 600 mV gewonnen.

LBIC-Messungen zur Bestimmung der Rekombination an Korngrenzen

Neben der Untersuchung mit Lock-in Thermografie ermöglichen auch strahlinduzierte Strommessverfahren (EBIC und LBIC) eine Untersuchung der Rekombinationsaktivität von Korngrenzen [Don83][MHZ⁺10]. Hierbei tritt durch die lokale Rekombination eine Verringerung der Ladungsträger ein, die die Kontakte erreichen, so dass ein dunkler Kontrast entsteht. Die entsprechenden LBIC-Untersuchungen wurden an denselben Proben an der Universität Konstanz durchgeführt und ausgewertet.

Hierfür wurden zunächst Übersichtsmappings der internen Quanteneffizienz (IQE) und anschließend hochauflösende LBIC-Mappings mit zwei verschiedenen Wellenlängen (833 und 910 nm) der gewünschten Korngrenze vorgenommen [ZMJ⁺08]. Die Normierung von Linescans senkrecht zur untersuchten Korngrenze auf das Niveau, welches weit entfernt von der Korngrenze gemessen wurde, erzeugt ein sogenanntes Kontrastprofil. Anhand des von Micard *et al.* [MHZ⁺10] vorgestellten Modells kann dieses Profil unter der Annahme eines gaußförmigen Anregungsprofils zur Auswertung der effektiven Rekombinationsgeschwindigkeit und der Diffusionslänge in den angrenzenden Körnern genutzt werden. Das Modell, welches auf der Lösung der Kontinuitätsgleichungen der Ladungsträger basiert,

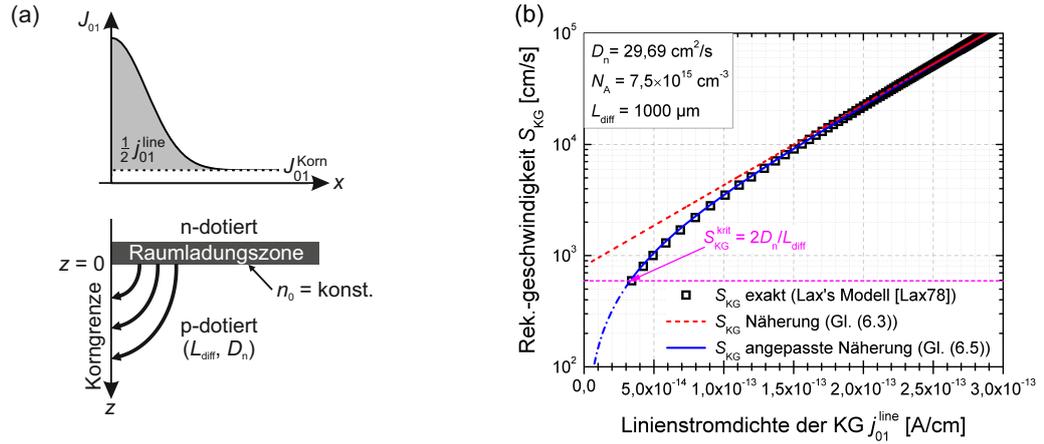


Abbildung 6.12: (a) Rekombinationsmodell an der Korngrenze (DLIT): Elektronen diffundieren von der p-Seite der RLZ zur Korngrenze, wo sie rekombinieren. Der entsprechende Verlust stellt sich als erhöhte Diffusionsstromdichte J_{01} dar (nach [RB12]). (b) Vergleich der analytischen Lösung ($j_{01}^{\text{line}}(S_{\text{KG}})$ nach [Lax78]) mit der Näherungsformel (6.3) und unter Berücksichtigung eines empirischen Faktors nach Gleichung (6.5) (nach [RB13b] mit korrigierter Berechnung).

berücksichtigt dabei auch asymmetrische Profile, wenn die beiden angrenzenden Körner unterschiedliche Diffusionseigenschaften haben, und beschreibt die Korngrenze damit sehr allgemein. Da die Rekombinationen im Emitter und in der Raumladungszone sowie an der Rückseite der Solarzelle bei LBIC-Messungen eine untergeordnete Rolle spielen, vernachlässigt das Modell diese Effekte und nimmt eine unendlich dicke Solarzelle an.

6.2.2 Auswertung von DLIT-Profilen mit einem Modell nach Lax

In Analogie zur Auswertung der LBIC-Daten werden die Korngrenzen auch in den DLIT-Aufnahmen durch Linescans senkrecht zur Korngrenze analysiert. Die Erhöhung des lokalen Diffusionsstromes wird dabei durch ein 2-dimensionales Modell interpretiert, welches von Lax [Lax78] entwickelt wurde und in Abbildung 6.12(a) dargestellt ist. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Elektronen, welche auf der p-Seite der Raumladungszone injiziert werden, zur Korngrenze diffundieren und dort rekombinieren. Dadurch wird ein stetiger Konzentrationsgradient zur Korngrenze aufrechterhalten, der den Diffusionsstrom antreibt und dessen Stärke von der Rekombinationsaktivität der Korngrenze sowie den Diffusionseigenschaften der angrenzenden Körner abhängig ist. Das Modell enthält folgende Annahmen:

- Die Korngrenze ist durch eine injektionsunabhängige Rekombinationsgeschwindigkeit S_{KG} charakterisiert.
- Die Korngrenze ist senkrecht zur Probenoberfläche orientiert und liegt bei $x = 0$.
- Die Rekombination in der RLZ und dem Emitter ist vernachlässigbar.
- Die angrenzenden Kristallite haben gleiche Eigenschaften, so dass die Rekombination auf beiden Seiten der Korngrenze mit halber Wirkung stattfindet.
- Die Ladungsträgerdichte auf der p-Seite der RLZ ist unter Vorwärtsspannung konstant.

Die zugehörige Differenzialgleichung mit den entsprechenden Randbedingungen wurde von Lax gelöst und führt zu einer Beschreibung des Stromes $I(S_{\text{KG}})$ je Länge der Korngrenze [Lax78, Gleichung (4.8)]. Über die Anzahl der Überschussladungen auf der p-Seite der Raumladungszone (vgl. Gleichung (2.18)) kann dieser Zusammenhang zu einer längenbezogenen Sättigungsstromdichte $j_{01}^{\text{line}}(S_{\text{KG}})$ umgeformt werden. Zur besseren Unterscheidung gegenüber den flächenbezogenen Stromdichtewerten wird hierbei die Schreibweise j_{01} gegenüber J_{01} gewählt. Der vollständige Ausdruck ist jedoch implizit und kann nur unter der Bedingung $2D_n/(S_{\text{KG}}L_{\text{diff}}) \ll 1$ zu einer umkehrbaren Funktion vereinfacht werden. Unter Berücksichtigung des beidseitigen Problems mit $S_{\text{KG}} = 2S_{\text{Lax}}$ gibt Gleichung (6.1) den entsprechenden Zusammenhang für das hier betrachtete Problem wieder:

$$\frac{1}{2}j_{01}^{\text{line}} = \left(\frac{2eD_n n_i^2}{N_A \pi} \right) \left[\ln \left(\frac{S_{\text{KG}} L_{\text{diff}}}{D_n} \right) - 1 \right] \quad (6.1)$$

D_n ist hierbei die Diffusionskonstante der Elektronen im Silizium. Man beachte, dass beim Erstellen dieser Arbeit ein Fehler in der mathematischen Behandlung des Problems entdeckt wurde, der zur Folge hat, dass die in [RB12] und [RB13b] gegebenen Ausdrücke um einen Faktor 2 korrigiert werden müssen. Die Berücksichtigung der Diffusionslänge L_{diff} geschieht über die Diffusionsstromdichte der Körner in großer Entfernung zur Korngrenze, deren Sättigungsstromdichte als J_{01}^{Korn} bezeichnet wird:

$$J_{01}^{\text{Korn}} = \frac{eD_n n_i^2}{N_A L_{\text{diff}}} \quad (6.2)$$

In Analogie zur Betrachtung in [RB12] ergibt sich für die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenze S_{KG} :

$$S_{\text{KG}} = \frac{J_{01}^{\text{Korn}} N_A}{en_i^2} \exp \left(\frac{j_{01}^{\text{line}} \pi N_A}{4eD_n n_i^2} + 1 \right) \quad (6.3)$$

Für einen Vergleich der so gewonnenen Lösung mit dem exakten Ergebnis der impliziten Gleichung (4.8) aus [Lax78] wurden für gegebene Werte von L_{diff} , D_n und N_A die j_{01}^{line} -Werte für verschiedene Rekombinationsgeschwindigkeiten S_{KG} berechnet und die Wertepaare in Abbildung 6.12(b) unter der Bezeichnung „ S_{KG} exakt“ eingetragen. Gleichung (6.3) beschreibt jedoch den rot gestrichelten Verlauf, der im interessanten Bereich $S_{\text{KG}} < 10^4$ cm/s stark von den korrekten Werten abweicht. Führt man jedoch einen empirischen Faktor C ein, so ist es möglich, den Verlauf bis zur kritischen Rekombinationsgeschwindigkeit $S_{\text{KG}}^{\text{krit}} = 2D_n/L_{\text{diff}}$ sehr gut zu approximieren, wie anhand der blauen Kurve erkennbar ist. Bei Werten $S_{\text{KG}} < S_{\text{KG}}^{\text{krit}}$ würde die Korngrenze eine geringere Rekombination als das dahinterliegende Korn erzeugen und somit theoretisch die lokale Ladungsträgerlebensdauer verbessern. Dieser Fall wird im Weiteren jedoch nicht betrachtet und kann auch nicht mit der vollständigen Lösung nach [Lax78] berechnet werden. Der notwendige Faktor C lautet:

$$C = 1 - \exp \left(- \frac{j_{01}^{\text{line}} \pi N_A}{4eD_n n_i^2} \right) \quad (6.4)$$

Zur Berechnung von S_{KG} aus den DLIT-Profilen kann somit folgende Gleichung angesehen werden, die in Abbildung 6.12(b) unter der Bezeichnung „ S_{KG} angepasste Näherung“ dargestellt ist:

$$S_{\text{KG}} = \frac{J_{01}^{\text{Korn}} N_A}{en_i^2} \exp(1) \left[\exp \left(\frac{j_{01}^{\text{line}} \pi N_A}{4eD_n n_i^2} \right) - 1 \right] \quad (6.5)$$

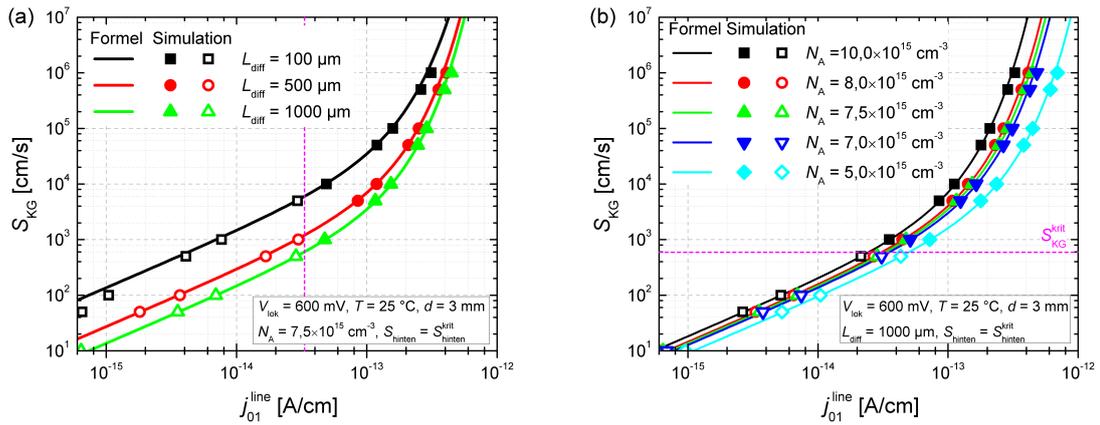


Abbildung 6.13: Der Vergleich der analytischen Formel zur Berechnung der effektiven Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenze S_{KG} aus der Linienstromdichte j_{01}^{line} mit einer numerischen Simulation zeigt, dass diese zur Beschreibung der unendlich dicken Solarzelle im gesamten Wertebereich nutzbar ist und sowohl (a) die Abhängigkeit von der Diffusionslänge L_{diff} als auch (b) von der Dotierstoffkonzentration N_A korrekt wiedergegeben wird.

Vergleich des ermittelten analytischen Ausdrucks mit einer numerischen Simulation

Zur Prüfung der zum Teil empirisch ermittelten analytischen Abhängigkeit wurden von Micard (Universität Konstanz) numerische Simulationen der Diffusionsströme unter gleichen Randbedingungen mit einem Finite-Elemente-Ansatz und der Software «FlexPDE» [Fle] zur Lösung partieller Differentialgleichungen vorgenommen. Für die Simulation einer unendlich dicken Solarzelle wurde die Dicke $d = 3 \text{ mm}$ sowie eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $S_{hinten} = S_{hinten}^{krit} = D_n/L_{diff}$ festgelegt. Damit ist sichergestellt, dass die Ladungsträgerkonzentration in z -Richtung den erwarteten exponentiellen Abfall aufweist.

Es zeigt sich in Abbildung 6.13, dass die mit Gleichung (6.5) beschriebene Abhängigkeit sowohl von L_{diff} als auch von N_A mit der numerischen Simulation übereinstimmt. Sogar im Wertebereich $S_{KG} < S_{KG}^{krit}$ beschreibt die Gleichung (6.5) die unendlich dicke Solarzelle in sehr guter Näherung und kann somit unter der Bedingung sehr dicker Solarzellen ($d \gg L_{diff}$) im gesamten Wertebereich eingesetzt werden. Im nächsten Abschnitt wird mit demselben Ansatz überprüft, wie sich die endliche Dicke der Solarzelle auf das Ergebnis auswirkt.

Fehler durch die endliche Dicke der Solarzelle

Durch eine endliche Dicke der Solarzelle wird die Ladungsträgerlebensdauer in den umgebenden Körnern nicht nur von der Diffusionslänge L_{diff} bestimmt, sondern zusätzlich über die Rekombination an der Rückseite beeinflusst. Beide Effekte zusammen bewirken eine effektive Lebensdauer, die sich in einem erhöhten J_{01}^{Korn} widerspiegelt. Mit Hilfe der numerischen Simulationen von Micard kann der Einfluss der effektiven Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit auf die Parameter J_{01}^{Korn} sowie j_{01}^{line} und damit auf das daraus ermittelte S_{KG} simuliert werden. Die in Abbildung 6.14 und 6.15 dargestellten Abhängigkeiten beziehen sich alle auf eine $d = 350 \mu\text{m}$ dicke Probe, wie sie im untersuchten Fall vorliegt. Im Falle einer dünneren Solarzelle wären etwas größere Effekte zu erwarten.

Wie man in Abbildung 6.14 erkennt, wirkt sich je nach Diffusionslänge die Rückseitenrekombination unterschiedlich stark aus. Während für kurze Lebensdauern mit einer

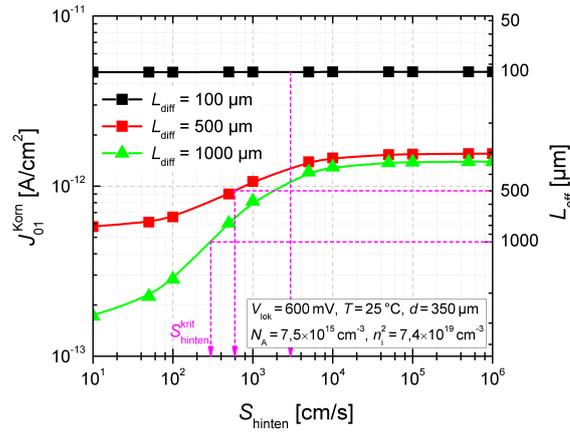


Abbildung 6.14: Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{hinten} auf J_{01}^{Korn} und die effektive Diffusionslänge L_{eff} aus numerischer Simulation.

Diffusionslänge von $100 \mu\text{m}$ der Wert J_{01}^{Korn} unabhängig von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit ist, steigt dieser Wert bei $L_{\text{diff}} = 1000 \mu\text{m}$ um nahezu den Faktor 3 gegenüber $S_{\text{hinten}} = S_{\text{hinten}}^{\text{krit}}$ an. Typische Werte für eine Rückseite mit Aluminium-BSF liegen im Bereich von 600 cm/s [ASY⁺09][MBG⁺11], was in der Größenordnung von $S_{\text{hinten}}^{\text{krit}}$ liegt, weshalb die entsprechende Abweichung nicht ganz so drastisch ist. Es wurden auch bereits geringeren Werte (z. B. bis zu 200 cm/s [NRW99]) veröffentlicht, jedoch zweifeln Altermatt *et al.* an, dass diese korrekt gemessen wurden [ASY⁺09].

Entsprechend der numerischen Simulation bewirkt eine erhöhte Rückseitenrekombination neben ihrem Einfluss auf J_{01}^{Korn} auch einen Rückgang des Diffusionsstromes zur Korngrenze, da der Konzentrationsgradient dorthin kleiner wird. Dies wirkt sich besonders signifikant bei hohen Ladungsträgerlebensdauern und einer geringen Rekombinationsaktivität der Korngrenze aus, wie in Abbildung 6.15(a)–(c) deutlich wird. Dabei sind die j_{01}^{line} -Werte für $L_{\text{diff}} = 500 \mu\text{m}$ und $L_{\text{diff}} = 1000 \mu\text{m}$ kleiner als sie sich aus der Simulation und Berechnung der unendlich dicken Solarzelle ergeben, während bei $L_{\text{diff}} = 100 \mu\text{m}$ größere Werte berechnet wurden. Die entsprechenden Daten sind jeweils auf Höhe von $S_{\text{hinten}}^{\text{krit}}$ eingetragen.

Berechnet man aus den in Abbildung 6.14 und 6.15(a)–(c) gegebenen Abhängigkeiten die zugehörige Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenze (Abbildung 6.15(d)–(f)), so erkennt man, dass diese relativ konstant im Bereich hoher Rückseitenrekombination sind und im Bereich um $S_{\text{hinten}}^{\text{krit}}$ nach unten abknicken. Für $L_{\text{diff}} = 100 \mu\text{m}$ berechnet man etwa 10–20 % zu große effektive Rekombinationsgeschwindigkeiten, während sich für $L_{\text{diff}} = 1000 \mu\text{m}$ etwa 25 % zu geringe Werte ergeben, wenn die endliche Dicke der Solarzellen und damit der Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit nicht berücksichtigt wird. Der Effekt der verringerten effektiven Ladungsträgerlebensdauer in den Körnern wird somit durch den Signalabfall an der Korngrenze bei entsprechend hohen Diffusionslängen überkompensiert.

6.2.3 Vergleichende Analyse einer ausgewählten Korngrenze

Berechnung der Rekombinationsgeschwindigkeit aus DLIT-Messungen

Die Auswertung von DLIT-Aufnahmen bei $V_{\text{B}} = 600 \text{ mV}$ mit dem Faktor $K = 1$ und der Gaußschen Weichzeichnung mit $r_{\text{Gauß}} = 75 \mu\text{m}$ ergibt für die beiden Proben A (mit Wasserstoffpassivierung) und B (ohne Wasserstoffpassivierung) die in Abbildung 6.16(a) und (b)

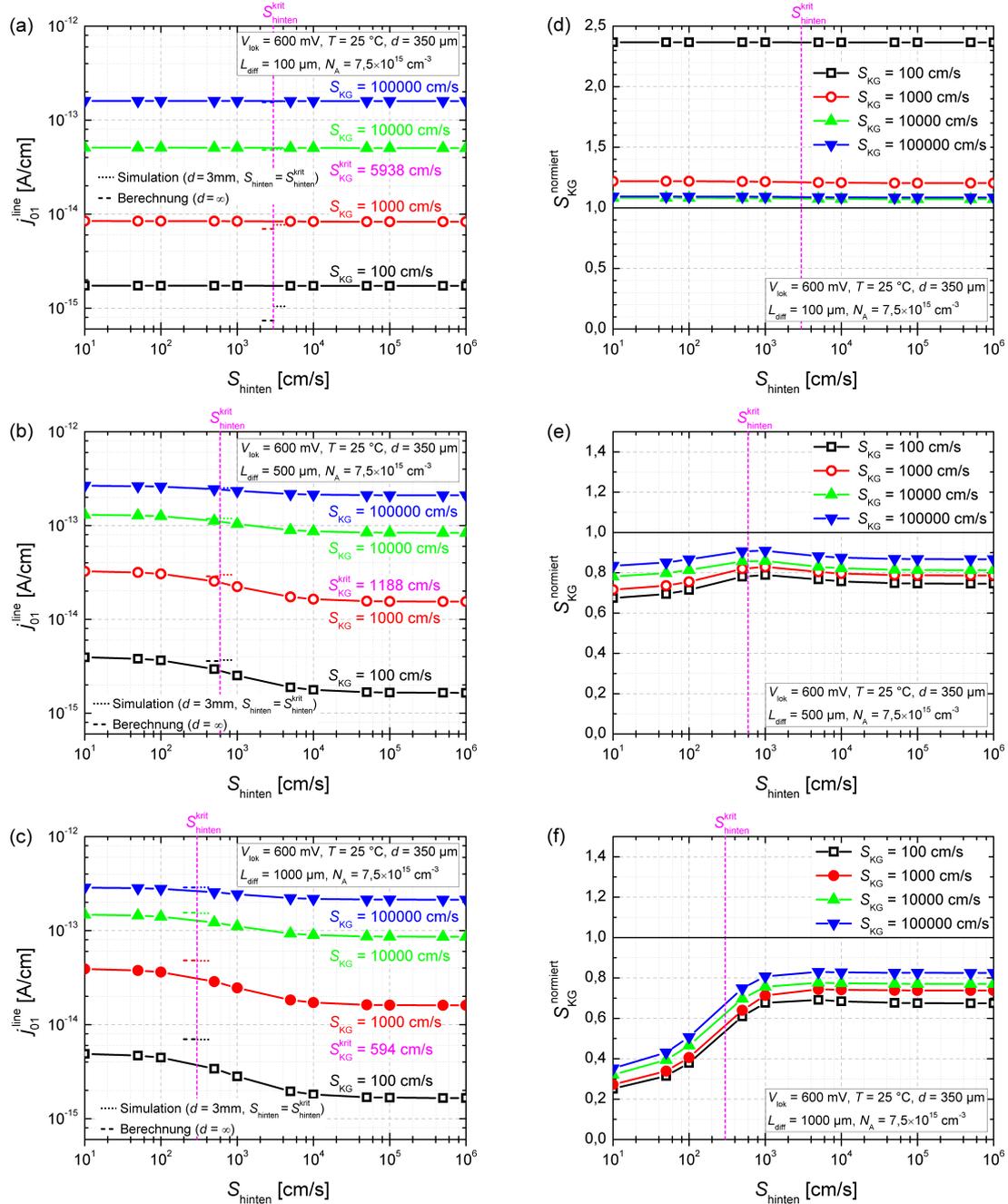


Abbildung 6.15: (a)–(c) Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{hinter} auf die Linienstromdichte j_{01}^{line} und (d)–(f) die daraus nach Gleichung 6.5 berechnete Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenze S_{KG} normiert auf den tatsächlichen Wert.

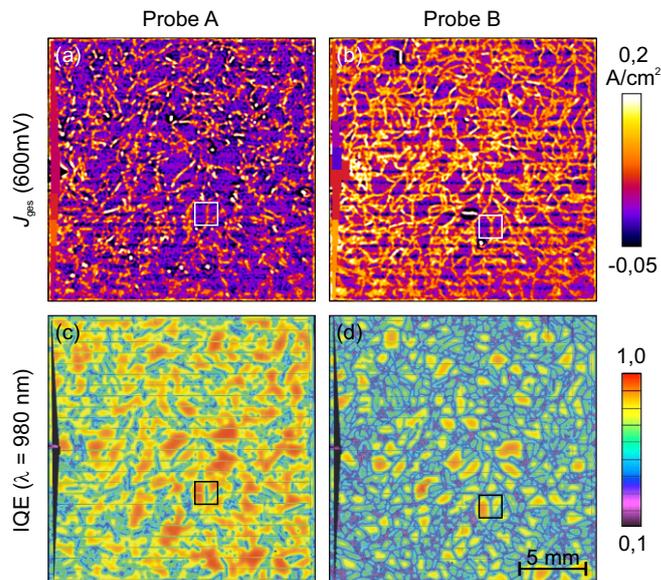


Abbildung 6.16: (a)+(b) Verteilungen der Gesamtstromdichten bei $V_B = 600 \text{ mV}$ sowie (c)+(d) interne Quanteneffizienzen bei $\lambda = 980 \text{ nm}$ zweier Solarzellen, die aus benachbarten Wafern hergestellt wurden (Probe A mit $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht und Probe B ohne) [RMB⁺13].

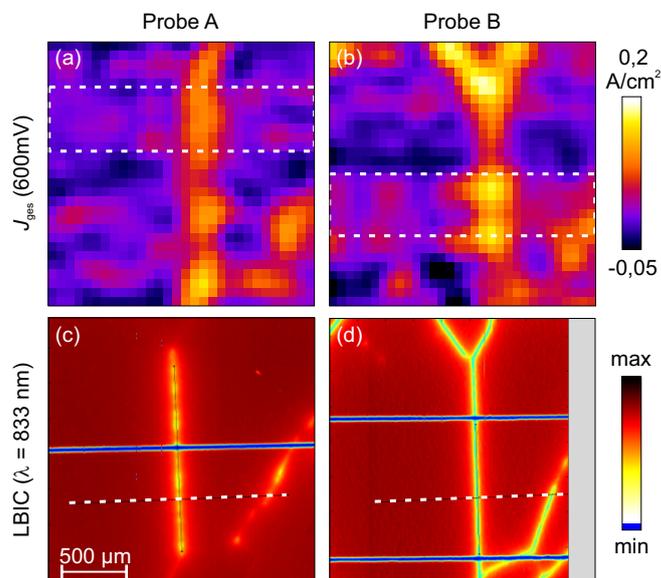


Abbildung 6.17: (a)+(b) Ausschnitte der Gesamtstromverteilungen bei $V_B = 600 \text{ mV}$ und (c)+(d) hochauflösende LBIC-Verteilungen unter Kurzschluss bei $\lambda = 833 \text{ nm}$ [RMB⁺13]. Die gestrichelten Bereiche markieren die jeweils für die Auswertung genutzten Linescans, während die blauen Linien in (c) und (d) die metallisierten Bereiche des Vorderseitengrid repräsentieren.

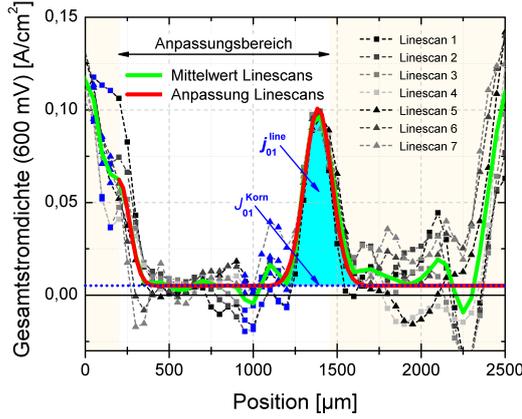


Tabelle 6.2: Aus Linescans extrahierte Diffusionsstromdichten an der Korngrenze [RMB⁺13].

Probe	J_{01}^{Korn} [A/cm ²]	j_{01}^{line} [A/cm]
A	$4,4 \pm 1,0 \times 10^{-13}$	$1,66 \pm 0,08 \times 10^{-13}$
B	$22,1 \pm 1,8 \times 10^{-13}$	$3,85 \pm 0,19 \times 10^{-13}$

Abbildung 6.18: Anpassung der Gesamtstromdichte (im Dunkeln) der untersuchten Korngrenze in Probe A [RMB⁺13]. Der entsprechende Bereich ist in Abbildung 6.17(a) markiert. Da die lokale Spannung nahezu konstant ist, ist die Aussagekraft von J_{ges} dem J_{01} gleichgestellt.

gezeigten Verteilungen des Dunkelstromes. Ein Vergleich mit einem Übersichtsmapping der internen Quanteneffizienz (IQE) bei einer Wellenlänge von 980 nm zeigt, dass alle erhöhten Stromdichten rekombinationsaktiven Strukturen zugeordnet werden können. Die Probe B zeigt hierbei gegenüber der Probe A deutlich erhöhte Dunkelströme an nahezu allen Korngrenzen und eine verringerte Diffusionslänge innerhalb der Körner, wie vor allem in der IQE-Verteilung (Abbildung 6.16(c)+(d)) deutlich wird. Eine detaillierte Analyse zum Einfluss der Passivierung durch die SiN_x:H-Schicht auf die Korngrenzen dieser Proben kann in [ZMJ⁺08] nachvollzogen werden, in der diese durch EBIC- und LBIC-Messung analysiert wurden.

Für die Untersuchung wurde eine möglichst gerade Korngrenze mit großen benachbarten Kristalliten ausgesucht, die in Abbildung 6.16 mit einem Quadrat markiert ist. Somit kann gewährleistet werden, dass nur vernachlässigbare Einflüsse durch die Überlagerung mit Effekten benachbarter Korngrenzen auftreten. Die entsprechenden Ausschnitte der DLIT-Messung sind in Abbildung 6.17(a) und (b) vergrößert dargestellt. Aufgrund der auf 50 µm/Pixel limitierten Auflösung des DLIT-Messsystems werden für die Auswertung sieben Linescans senkrecht zur Korngrenze gemittelt, welche im markierten Bereich zwischen den Gridleitungen gemessen wurden. Da die DLIT-Prozedur keine Interpretation von unterschiedlichen Diffusionseigenschaften der benachbarten Körner zulässt, wurde der Fit hauptsächlich auf das größere linke Korn gestützt. Ist die Rekombinationsaktivität der Korngrenze groß genug, gibt es keinen Austausch von Ladungsträgern von einem Korn zum anderen und beide Seiten können separat betrachtet werden [MHZ⁺10]. Es zeigt sich außerdem im nächsten Abschnitt, dass es im Bereich des rechten Kornes zu einer leichten Überlagerung des Signals mit der Korngrenze am rechten Bildrand kommen kann.

Die lokale Spannung im untersuchten Bereich ist bis auf $\pm 0,5$ mV konstant. Die qualitative Aussage der Linescans ist somit für J_{01} gleich der in Abbildung 6.18 gegebenen Stromdichte J_{ges} . Die an J_{ges} gefitteten Werte werden für die Auswertung nach Gleichung (6.5) entsprechend in Sättigungsstromdichten umgerechnet und resultieren in den in Tabelle 6.2 gegebenen Werten für die beiden untersuchten Proben. Es fällt auf, dass der Wert j_{01}^{line} von Probe B trotz erhöhter Signalstärke dasselbe Signal-Rausch-Verhältnis wie Probe A zeigt, aber der Wert J_{01}^{Korn} ein besseres SRV als Probe A aufweist.

Berechnet man aus diesen Parametern die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenze, so ergeben sich die in Tabelle 6.3 hinterlegten Werte für S_{KG} und L_{diff} . Wie

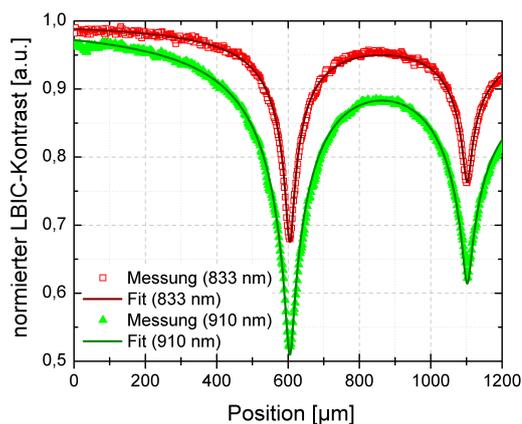


Abbildung 6.19: Anpassung des normierten LBIC-Kontrastprofils der Probe A bei Nutzung der Anregungswellenlängen 833 und 910 nm mit dem Modell von Micard *et al.* [MHZ⁺10]. Der entsprechende Linescan ist in Abbildung 6.17(c) markiert [RMB⁺13].

durch die bereits vorgestellten Simulationen des Einflusses der Zelldicke bekannt ist, liegt die tatsächliche Rekombinationsgeschwindigkeit unter der Annahme $S_{\text{hinten}} = 600 \text{ cm/s}$ für Probe A rund 40 % über dem Messwert, während für Probe B davon ausgegangen werden kann, dass der Wert bis auf $\pm 10 \%$ korrekt ist.

Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit aus LBIC-Kontrastprofilen

Zum direkten Vergleich der DLIT-basierten Auswertung zur Methodik nach Micard *et al.* [MHZ⁺10] wurden im entsprechenden Bereich LBIC-Messungen bei 833 und 910 nm mit einer lateralen Auflösung von $2 \mu\text{m}$ aufgenommen. Die entsprechenden Signalverteilungen beider Proben unter Beleuchtung mit $\lambda = 833 \text{ nm}$ sind in Abbildung 6.17(c) und (d) abgebildet. Die blauen horizontalen Linien sind hierbei die Gridleitungen, welche den Laserstrahl reflektieren und den gemessenen lichtinduzierten Strom auf Null herabsetzen. Die in der gewählten Farbskalierung gelb/grün auftretenden Linien sind die rekombinationsaktiven Korngrenzen, die in (a) und (b) als Bereiche mit erhöhtem Dunkelstrom hervortreten. Die zur Auswertung genutzten Linescans sind durch die gestrichelten Linien markiert und resultieren für Probe A in den dargestellten Kontrastprofilen der Abbildung 6.19 entsprechend der beiden verwendeten Wellenlängen.

Wie aus der Auswertemethodik von Micard *et al.* [MHZ⁺10] hervorgeht, ist die Tiefe der Signalsenke direkt mit der Rekombinationsaktivität der Korngrenze und der Breite des Laserstrahls verknüpft, die separat gemessen werden muss. Die Breite der Kurve hingegen ist mit der Diffusionslänge im Korn korreliert. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Kontrastprofil im Falle der Wellenlänge von 910 nm breiter und tiefer als bei 833 nm ist. Die Ursache hierfür liegt in der unterschiedlichen Eindringtiefe des Lichtes. Bei der größeren Wellenlänge dringt das Licht tiefer in die Probe ein ($37 \mu\text{m} > 15 \mu\text{m}$ [MHZ⁺10]) und es ergeben sich somit mehr Möglichkeiten der Rekombination der injizierten Ladungsträger an der Korngrenze oder im Bulk [RMB⁺13].

Man erkennt, dass die beiden gemessenen Kontrastprofile durch die simultane Anpassung des Modells sehr gut beschrieben werden können, so dass die errechneten Werte von S_{KG} und L_{diff} relevant sind. Die normierte Intensität erreicht im rechten Korn nicht mehr den Wert 1, da es eine Überlagerung der Einflüsse der beiden untersuchten Korngrenzen gibt.

Es muss jedoch beachtet werden, dass die Einfangeffizienz bei Diffusionslängen größer als $900\ \mu\text{m}$ nahezu 1 ist und somit größere Diffusionslängen bzw. Lebensdauern die Amplitude des Kontrastprofils um weniger als 1 % verändern [CPSL98][RMB⁺13]. Die Bestimmung hoher L_{diff} -Werte, wie sie in Probe A ermittelt wurden, ist somit ungenau. Die sich aus der Anpassung der LBIC-Kontrastprofile ergebenden Parameter S_{KG} und L_{diff} sind in Tabelle 6.3 den Ergebnissen der DLIT-Auswertung gegenübergestellt.

Vergleich der beiden Methoden

Die in Tabelle 6.3 dargestellten Diffusionslängen, welche sich hauptsächlich auf das linke Korn stützen, steigen durch die Wasserstoffpassivierung um mehr als den Faktor 2,5 an. Dieser Trend ist in beiden Messungen erkennbar, jedoch sind die Ergebnisse der DLIT-Auswertung rund 30–50 % unterhalb der aus LBIC-Messungen bestimmten Werte. Dieser Effekt resultiert bei Probe A im Wesentlichen aus dem Einfluss der Rekombination an der Rückseite der Solarzelle, denn wie in Abbildung 6.14 deutlich wird, reduziert sich bei einer angenommenen $S_{\text{hinten}} \approx 600\ \text{cm/s}$ die effektive Diffusionslänge von $1000\ \mu\text{m}$ auf rund $700\ \mu\text{m}$. In Probe B hingegen ist der Einfluss aufgrund der geringeren Ladungsträgerlebensdauer im Bulk nicht so ausgeprägt. Die verbliebenen Differenzen können sich aus weiteren Rekombinationspfaden außerhalb der Basis ergeben, die während der Ermittlung von J_{01} vernachlässigt wurden. So erhöht sich im Falle einer geringeren Ladungsträgerlebensdauer auch die Rekombination in der RLZ und es tritt in realen Solarzellen stets ein Diffusionsstromanteil J_{01}^{Emitter} auf.

Bei den effektiven Rekombinationsgeschwindigkeiten zeigt sich für beide Proben ein unterschiedliches Verhalten. Während bei Probe A die LBIC-Messung etwas höhere Werte S_{KG} bestimmt, sind die mit DLIT bestimmten Werte in Probe B etwa um den Faktor 10 größer. Diese nähern sich bis auf etwa eine Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen in Silizium, die bei etwa $10^7\ \text{cm/s}$ liegt. Berücksichtigt man den in Abbildung 6.15(f) beschriebenen Einfluss der Rückseitenrekombination, so muss die mittels DLIT errechnete S_{KG} der Probe A circa um den Faktor 1,4 nach oben korrigiert werden. Daraus ergibt sich ein Wert von $S_{\text{KG}} = 1,1 \dots 2,2 \times 10^4\ \text{cm/s}$, was im Rahmen der Fehlertoleranz dem mittels LBIC ermittelten Wert entspricht. In Probe B hingegen ist keine signifikante Korrektur vorzunehmen (vgl. Abbildung 6.15(d) und (e)), welche die gemessene Differenz erklärt. Diese Tatsache weist darauf hin, dass eventuell weitere Rekombinationseffekte an der Korngrenze auftreten, die in beiden Messmethoden unterschiedlich wirksam sind.

Beide Auswertelgorithmen basieren auf einem Modell, welches eine unendlich dicke Solarzelle annimmt. Aufgrund der ungleichen Daten, die ausgewertet werden, haben die ähnlichen Annahmen der Modelle verschiedene Auswirkungen auf das Ergebnis. Der größte

Tabelle 6.3: Rekombinationseigenschaften der Korngrenzen, die in Abbildung 6.17 markiert und basierend auf den Linescans der DLIT- und LBIC-Untersuchungen ausgewertet wurden.

Probe			DLIT	LBIC
A	L_{eff} bzw. L_{diff}	[mm]	0,9...1,4	1...3
	S_{KG}	[cm/s]	0,8...1,6 × 10 ⁴ *	2 × 10 ⁴
B	L_{eff} bzw. L_{diff}	[mm]	0,28...0,33	0,4...0,6
	S_{KG}	[cm/s]	1,0...2,2 × 10 ⁶ *	1,4 × 10 ⁵

* Fehlerbereich ist durch exponentielle Abh. nicht symmetrisch.

Unterschied zwischen beiden Methoden ist die Art der Anregung der Überschussladungsträger. Im Falle der LBIC-Messung werden diese in einem definierten Laserspot lokal erzeugt. Durch die Nutzung verschiedener Wellenlängen geschieht diese Generation in unterschiedlicher Tiefe der Solarzelle, so dass die Ladungsträger entsprechend verschiedene Wege zum p-n-Übergang und zu den Kontakten zurücklegen, wo sie gemessen werden. Aus diesem Zusammenhang können die Diffusionseigenschaften der Elektronen im Material sehr gut bestimmt werden, wobei diese aufgrund der mittleren Eindringtiefen von 15 bzw. 37 μm gegenüber der Zelldicke von 350 μm nahezu unbeeinflusst von einer möglichen Rückseitenrekombination sind. Da Kurzschlussbedingungen genutzt werden, ist außerdem die Sammeleffizienz des Emitters maximal, so dass die im Modell verwendete Vernachlässigung der Rekombination in RLZ und dem Emitter sowie die Annahme einer unendlich dicken Solarzelle [Don83] die Messbedingungen genügend genau widerspiegeln.

Die DLIT-Messungen unter Vorwärtsspannung im Dunkeln injizieren hingegen Elektronen großflächig über den p-n-Übergang, so dass deren Konzentration auf der p-Seite des Überganges konstant ist. Der zur Aufrechterhaltung dieses Zustandes notwendige Diffusionsstrom nahe der Korngrenze wird direkt gemessen. Die Rekombination kann dabei wie angenommen in der Basis, aber auch in der RLZ, dem Emitter oder an den Oberflächen der Solarzelle stattfinden, wobei die hochauflösende DLIT-Messung bisher nicht in der Lage ist, diese Fälle zu unterscheiden. Edmiston *et al.* beschreiben beispielsweise eine erhöhte Rekombinationsstromdichte mit dem Idealitätsfaktor $n_2 = 1,8$, wenn eine Korngrenze den p-n-Übergang durchstößt [EHS96]. Diese kann im Falle hoher Rekombinationsaktivität nicht mehr vernachlässigt werden und würde eine entsprechende Überschätzung der Rekombinationsaktivität im Bulk hervorrufen. Die «Local I-V»-Auswertung der S^{-90° -Aufnahmen ergibt, dass die mittlere Rekombinationsstromdichte außerhalb des Randes der Solarzelle mit der Wasserstoffpassivierung ebenfalls abnimmt, so dass angenommen werden kann, dass die rekombinationsaktiven Korngrenzen ebenfalls ein zusätzliches J_{rek} hervorrufen, wenn diese nicht wasserstoffpassiviert sind. Dies wäre eine erste Erklärung, warum die mittels DLIT ermittelte Rekombinationsgeschwindigkeit der Probe B größer ist, als sich aus der LBIC-Auswertung ergibt.

Die Vernachlässigung der Rückseitenrekombination ist in der LBIC-Messung gerechtfertigt und wurde in der DLIT-Auswertung der Proben bereits oben beschrieben. Sie kann daher nicht als Ursache für die Differenz der Messungen in Probe B herangezogen werden. Wie in Abschnitt 5.3 jedoch gezeigt wurde, können Kristalldefekte, die eine erhöhte Rekombination im Bulk hervorrufen, wie z. B. Korngrenzen, auch die Rekombination an der Rückseite der Solarzelle und im Emitter beeinflussen. Das hierdurch hervorgerufene zusätzliche j_{01}^{line} wirkt nur in der DLIT-Messung signifikant und erhöht damit die ermittelte Rekombinationsgeschwindigkeit. Es ist denkbar, dass dieser Effekt ohne die Passivierung stärker ausgeprägt ist und daher einen signifikanten Anteil der Rekombination in Probe B ausmacht.

Ein weiterer wichtiger Unterschied liegt in der Analyse des gemessenen Signals. Für die LBIC-Auswertung wird das Messsignal zu einem Kontrastprofil normiert und berücksichtigt damit alle lateral homogenen Anteile der Rekombination in Emitter oder an den Oberflächen, die einen eventuell noch vorhandenen Einfluss auf das Signal haben könnten. Es wird außerdem der gesamte Profilverlauf angepasst, aus dem somit alle verfügbaren Informationen entnommen werden. Im Gegensatz dazu wird das DLIT-Signal entfaltet, um eine genügend hohe Ortsauflösung zu erreichen. Dadurch wird die Profilform nicht durch die Probeneigenschaften bestimmt und es können nur integrale Werte für die Auswertung herangezogen werden, welche eine Überlagerung verschiedener Effekte darstellen. So tritt durch den Strom der Ladungsträger zur Korngrenze beispielsweise eine laterale Trennung der Peltierabkühlung beim Übergang der Elektronen über den p-n-Übergang und der

Peltierwärmerung an der Stelle der Rekombination auf. Wie in Abbildung 6.19 deutlich wird, wandern die Minoritätsladungsträger im Wesentlichen aus den Bereichen rund $200 \mu\text{m}$ um die Korngrenze zu dieser hin und treten damit auch in diesem Bereich über den p-n-Übergang. Aufgrund der beschränkten Auflösung der DLIT-Messsystems und der Auswertung über das Integral einer Gaußkurve mit einer FWHM in derselben Größenordnung werden alle Peltiereffekte im Messwert erfasst und damit entsprechend berücksichtigt.

Auch die Umrechnung der gewonnenen thermischen Daten in elektrische Parameter kann durch die Entfaltung beeinflusst werden. Wie vor allem in Abbildung 6.16(b) deutlich erkennbar ist, kann die thermische Dämpfung der Gridleitungen bei der Entfaltung nicht berücksichtigt werden und führt an den entsprechenden Stellen zu niedrigen oder gar negativen Leistungsdichten. Da die quantitative DLIT-Analyse die Umrechnung der thermischen in die elektrische Information über eine Normalisierung zur umgesetzten Gesamtleistung vornimmt [BWL10], resultieren daraus leicht erhöhte Werte in allen anderen Regionen. Dieser Effekt tritt bei Probe B ausgeprägter auf. Da der Flächenanteil des Grids jedoch sehr gering ist, spielt dieser Umrechnungsfehler wohl eine untergeordnete Rolle. Er kann jedoch aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der $S_{\text{KG}} (j_{01}^{\text{line}})$ einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf das Ergebnis haben.

Der Einfluss der extra zu bestimmenden Dotierung N_{A} in der DLIT-Auswertung wirkt sich besonders bei hohen Rekombinationsgeschwindigkeiten signifikant aus, wie in Abbildung 6.13(b) zu erkennen ist. Der entsprechende Wert wurde mit Hilfe von Schichtwiderstandsmessungen am Wafer ermittelt. Dabei wird die Mobilität des ungestörten Siliziums angenommen [TMLF80]. Ist diese Mobilität jedoch z. B. durch den Einfluss von Versetzungen verringert, so würde der Wert N_{A} größer als berechnet sein und bei gleicher Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenze ein kleineres j_{01}^{line} hervorrufen. Dies steht dem hier ermittelten Trend $S_{\text{KG}}^{\text{DLIT}} > S_{\text{KG}}^{\text{LBIC}}$ gegenüber.

Zuguterletzt sei darauf hingewiesen, dass nach Oualid *et al.* [OSD⁺84] auch eine Injektionsabhängigkeit der Rekombinationsgeschwindigkeit auftreten kann, die auch im Niedriginjektionsniveau wirksam ist. Während der LBIC-Messung werden rund $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ Ladungsträger innerhalb des Laserspots generiert und die DLIT-Messung injiziert $7\text{--}10 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ Elektronen am p-n-Übergang. S_{KG} sinkt mit steigendem Injektionsniveau [OSD⁺84] und wirkt damit ebenfalls entgegen der hier vorgestellten Beobachtung. Für den Vergleich mit weiteren möglichen Messmethoden muss diese Tatsache jedoch stets berücksichtigt werden.

Die Diskussion hat gezeigt, dass die DLIT-Auswertung somit empfindlich auf alle Phänomene ist, die durch die Korngrenze verursacht werden, und es ermöglicht, deren Einfluss auf die Leistung der Solarzelle abzuschätzen. Die LBIC-Messungen sind dagegen auf die Rekombinationseffekte im Bulk beschränkt.

6.2.4 Rekombinationsgeschwindigkeiten an Korngrenzen einer industriellen Solarzelle

Wie im Abschnitt 6.1 gezeigt wurde, treten signifikante Anteile des Dunkelstromes multikristalliner Solarzellen in lokalisierten Bereichen mit einer hohen Dichte struktureller Defekte auf, die in der Literatur oft als *dislocation clusters* bezeichnet sind. In diesen liegt sowohl eine hohe Anzahl von Korngrenzen als auch eine hohe Versetzungsdichte innerhalb der Körner vor. Es ist bisher ungeklärt, ob die Versetzungen oder die Korngrenzen die lokale Rekombination dieser Bereiche dominieren. Diese Problematik wurde anhand eines Ausschnittes einer multikristallinen Solarzelle untersucht.

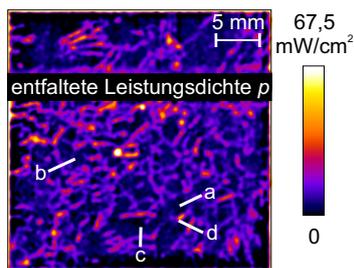


Tabelle 6.4: Diffusionsstromdichten und berechnete Rekombinationsgeschwindigkeiten der markierten Korngrenzen ($N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $D_n = 28,25 \text{ cm}^2/\text{s}$).

	J_{01}^{Korn} [10^{-13} A/cm^2]	j_{01}^{line} [10^{-14} A/cm]	S_{KG} [cm/s]
a	$3,26 \pm 0,12$	$4,22 \pm 0,23$	$1,11 \dots 1,43 \times 10^3$
b	$5,53 \pm 0,24$	$6,55 \pm 0,37$	$3,95 \dots 5,38 \times 10^3$
c	$5,48 \pm 0,28$	$11,88 \pm 0,40$	$1,64 \dots 2,22 \times 10^4$
d	$4,74 \pm 0,36$	$27,01 \pm 0,55$	$4,95 \dots 7,46 \times 10^5$

Abbildung 6.20: Entfaltete Leistungsdichte des Ausschnittes einer multikristallinen Solarzelle mit Markierungen der ausgewerteten Korngrenzen [RB13b].

Im Unterschied zu den Messungen des vorangegangenen Abschnittes wurde die Probe zur Homogenisierung der Emissivität mit mattschwarzer Farbe besprüht. Die verwendete Lock-in Frequenz $f_{\text{LIT}} = 10 \text{ Hz}$ verursacht eine thermische Diffusionslänge $\Lambda = 1,6 \text{ mm}$ in der rund $200 \mu\text{m}$ dicken Solarzelle. Aufgrund des gegebenen Signal-Rausch-Verhältnisses wurden die Parameter $K = 1000$ und $r_{\text{Gau\ss}} \approx 200 \mu\text{m}$ zur Entfaltung des Bildes verwendet, wodurch die Halbwertsbreite des Signals an der Korngrenze auf $\text{FWHM} = 400 \mu\text{m}$ reduziert werden konnte. Weitere Details der Messung finden sich in [RB12] und [RB13b].

Wie in Abbildung 6.20 deutlich wird, tritt in dieser Probe ein starker Dunkelstrom am Rand der Zelle auf, der im Wesentlichen vom Rekombinationsstrom verursacht wird [RB12]. Dieser verursacht ein starkes Unterschwingen des entfalteten Signals nahe dem Rand, welches auch mit der beschriebenen Methodik nicht beseitigt werden kann. Nichtsdestotrotz kann im inneren Bereich der Zelle eine Auswertung der gesamten Stromdichte als Diffusionsstrom vorgenommen werden.

An insgesamt vier Korngrenzen, die in Abbildung 6.20 markiert sind, wurden die Rekombinationsgeschwindigkeiten unter den Annahmen $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $D_n = 28,25 \text{ cm}^2/\text{s}$ berechnet. Die genaue Dotierung wurde nicht ermittelt, wobei deren Einfluss erst ab Rekombinationsgeschwindigkeiten größer 10^4 cm/s signifikant zunimmt (vgl. Abbildung 6.13(b)). Die entsprechenden Werte für die untersuchten Korngrenzen sind in Tabelle 6.4 aufgetragen. Es ergibt sich eine Verteilung der Rekombinationsgeschwindigkeit, die sich über mehr als 2 Größenordnungen erstreckt. Mit wachsender Rekombinationsstärke nimmt hierbei aufgrund des exponentiellen Zusammenhanges in Gleichung (6.5) auch die Ungenauigkeit der Methodik zu.

Durch die Mittelung des Wertes J_{01}^{Korn} der Linescans von insgesamt 25 Korngrenzen kann abgeschätzt werden, dass nur rund 40 % der Rekombination in diesem defektreichen Bereich innerhalb der Körner auftritt und rund 60 % der Rekombination durch die Korngrenzen verursacht werden. Somit würde die Solarzelle ohne die Rekombinationsaktivität der Korngrenzen in diesem Bereich ein um rund 20 mV erhöhtes V_{oc} aufweisen, wenn ein homogenes $J_{\text{sc}} = 32,9 \text{ mA/cm}^2$ angenommen wird, wie es auf der ursprünglichen Solarzelle gemessen wurde. Es muss jedoch beachtet werden, dass eine Vielzahl von Versetzungen sehr nahe an der Korngrenze auftritt und deren Rekombinationseffekte aufgrund der beschränkten Ortsauflösung somit der Korngrenze zugeordnet werden. Da sich ohnehin der Einfluss von Korngrenzen auf die benachbarten Versetzungen und umgekehrt nicht trennen lässt, beschreibt die getroffene Abschätzung somit den Einfluss der vorhandenen lokalen Kristallstruktur auf die Rekombination.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die von Breitenstein entwickelte Methodik zur lokalen Kennlinienanalyse aus DLIT-Aufnahmen [BBB⁺11b][Bre12] angewendet, um unter anderem verschiedene lokale Rekombinationsphänomene und deren Einfluss auf die globale Kennlinie zu untersuchen. Vorausgehend wurde zunächst eine Analyse der Wirkung des verteilten Serienwiderstandes auf die globale Kennlinie vorgenommen. Dieser Effekt beschreibt den elektrischen Widerstand von horizontalen Querströmen in der Solarzelle, die auch bei homogenen Rekombinationseigenschaften auftreten. Dies wird im klassischen Zwei-Dioden-Modell, welches zur Auswertung globaler Kennlinien genutzt wird, nicht berücksichtigt und führt zu inkonsistenten Rekombinationsparametern bei der Anpassung von Kennlinien unter Beleuchtung oder im Dunkeln. Durch die Einführung eines stromdichteabhängigen Serienwiderstandes, der über die beiden Parameter R_{hom} und R_{dis} charakterisiert wird, ist es möglich, die Effekte des verteilten Serienwiderstandes korrekt darzustellen und aus der Hell- und Dunkelkennlinie einen konsistenten Satz von Rekombinations- und Serienwiderstandsparametern zu ermitteln. Die entsprechende Parametrisierung konnte auf Grundlage von numerischen Simulationen und analytischen Ergebnissen der Grenzfälle aus [ACR86] abgeleitet werden. Die Parameter J_{02} , n_2 und R_p werden hierbei von der erhöhten Ladungsträgerkonzentration unter Beleuchtung beeinflusst [RAG94a] und können in diesem Fall somit nicht zur Beschreibung der Rekombinationsphänomene in der Raumladungszone oder ohmscher Parallelströme herangezogen werden. Eine mögliche Herangehensweise an diese bekannte Abweichung vom Superpositionsprinzip auf Grundlage eines Ein-Dioden-Modells wird von Breitenstein in [Bre14] vorgestellt.

Ein wesentlicher Teil dieser Dissertation beschreibt die Untersuchungen der lokalen Rekombinationsaktivitäten der Solarzelle mit Hilfe der «Local I-V»-Methodik. Hierfür wird zumeist mit dem «RESI»-Algorithmus die lokale Spannung bei der höchsten Stromstärke durch unabhängige Elektrolumineszenzmessungen bestimmt. Da in multikristallinen Solarzellen, wie sie hier größtenteils untersucht worden sind, die Ladungsträgerlebensdauer injektionsabhängig sein kann, wurde im vierten Kapitel der Algorithmus der Software «EL-Fit» entsprechend erweitert und gezeigt, wie sich die Resultate in verschiedenen Bereichen einer multikristallinen Solarzelle ändern. Da in den darauffolgenden Kapiteln quantitative Vergleiche mit den Ergebnissen anderer Methoden angestellt werden, die von einer injektionsunabhängigen Lebensdauer ausgehen, findet diese Methodik lediglich im dritten Kapitel Anwendung. Speziell die Untersuchungen an Hocheffizienz-Solarzellen im fünften Kapitel haben gezeigt, dass die bei der «EL-Fit»-Auswertung getroffene Annahme eines homogenen Skalierungsfaktors f , der zur direkten Berechnung der Werte $J_{01,i}^{\#}$ und $R_{s,i}$ aus EL-Messungen notwendig ist, nicht zwingend gegeben ist. Die Berechnung der lokalen Spannung ist jedoch unabhängig von f , so dass die «RESI»-Methode [RBH⁺07] problemlos angewandt werden kann. In PL-Messungen ist die Annahme der Fuyuki-Näherung, welche den Faktor f in die Auswertung einführt, nicht notwendig, weshalb in weiteren Untersuchungen die Betrachtungen zur injektionsabhängigen Ladungsträgerlebensdauer auf diese Messmethode erweitert werden sollen.

Die Analysen verschiedenster Solarzellen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, dass es mit dem «Local I-V»-Algorithmus möglich ist, jeweils die globalen Kennlinienparameter zu

simulieren, was die Gültigkeit der gefundenen lokalen Ergebnisse unterstreicht. Die beiden untersuchten Themenkomplexe sind dabei einerseits prozessinduzierten und andererseits materialinduzierten Defekten gewidmet. Bei ersterem zeigt sich, dass makroskopische Risse in größerer Anzahl einen signifikanten Einfluss auf FF , V_{oc} und η nehmen können. Der lokale Dunkelstrom besteht dabei größtenteils aus der Rekombination innerhalb der Raumladungszone und zu einem geringeren Anteil aus dem Diffusionsstrom.

Durch den Vergleich von Hocheffizienz-Solarzellen und Industriesolarzellen, die aus benachbarten Wafern prozessiert wurden, konnten die unterschiedlichen Einflüsse der Prozesse auf Strukturdefekte festgestellt werden. Hierbei ergab sich, dass eine falsche Ätzlösung während der Prozessierung zu einer erhöhten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an normalerweise rekombinationsarmen Zwillingskorngrenzen [CCS⁺08] geführt hat. Dies konnte durch DLIT-Messungen und CELLO-Ergebnisse verifiziert werden. Es wurde außerdem mit Hilfe der lokalen Kennlinienanalyse festgestellt, dass nach dem Hocheffizienzprozess rekombinationsaktive Defekte höhere J_{01} -Werte zeigen, als nach dem Industrieprozess. Dies kann sowohl durch eine fehlende Wasserstoffpassivierung als auch durch eine verstärkte Rückseitenrekombination infolge des Anätzens verursacht sein. Bei der Auswertung der Hocheffizienz-Solarzellen ergaben sich weiterhin Hinweise auf eine Injektionsabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer, die nach Aberle *et al.* [AWG93] durch die oxidierte Oberfläche verursacht sein kann. In einem zweiten Vergleich konnte festgestellt werden, dass die direkte Lasertexturierung des ISFH mit den verwendeten Parametern schwere Oberflächenschäden auf den Solarzellen verursacht hat, die sich in einem stark erhöhten J_{rek} und J_{diff} zeigen.

Im letzten Abschnitt des fünften Kapitels wurden die Rekombinationseigenschaften der Metallisierung analysiert. Mit Hilfe speziell prozessierter Solarzellen konnte gemessen werden, dass das fehlende Back-Surface-Field unter dem Lötstreifen der Rückseite einen signifikanten Einfluss von bis zu 0,2 %_{abs} auf den globalen Wirkungsgrad von Solarzellen aus quasi-monokristallinem Material haben kann. Der Einfluss der Vorderseitenmetallisierung ist hingegen viel geringer. Entgegen der Ergebnisse in [HKS⁺12] löst die Vorderseitenmetallisierung jedoch weder einen erhöhten J_{rek} noch J_{shunt} aus. Die ermittelten Werte ΔJ_{01}^{orn} sind vergleichbar mit den Angaben von Fellmeth *et al.* [FBK⁺11] und Hannebauer *et al.* [HSM⁺12], sie zeigen jedoch eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerlebensdauer im umgebenden Material. Es lässt sich festhalten, dass in Abhängigkeit von den verwendeten Druckpasten und Prozessparametern ein unterschiedlicher Einfluss der Metallisierung auf die Kennlinienparameter vorhanden sein kann.

Im sechsten Kapitel dieser Arbeit wird die lokale Rekombination infolge von Strukturdefekten im Material untersucht. Hierbei konnten mit Hilfe verschiedener Lumineszenzmethoden Defekte vom Typ A und Typ B nach [BLK⁺11] identifiziert werden. Die beobachtete Veränderung der Ladungsträgerlebensdauer während der Prozessierung entspricht dabei nicht den Aussagen in der Literatur, die eine Aktivierung des Defekttyp A während der Emitterdiffusion gezeigt haben [JGY⁺14]. Die «Local I-V»-Untersuchung an einer 243 cm² großen Solarzelle zeigt direkt, dass Defekte vom Typ A den stärksten Einfluss auf die elektrische Leistungsfähigkeit haben. Diese Aussage deckt sich mit Angaben von Bakowskie *et al.* [BLK⁺11] und Lausch [Lau13], die über den Flächenanteil der Defekte oder mit Hilfe von Miniatursolarzellen festgestellt wurden. Eine Analyse im Bezug auf die gesamte Probe, bei der alle Bereiche auf einem gemeinsamen Arbeitspunkt wirken, ist hierbei nur mit der verwendeten lokalen Kennlinienanalyse möglich. Es zeigt sich, dass die lokalen Strukturdefekte nicht auf ihrem individuellen Punkt maximaler Leistung arbeiten und dadurch weitere Wirkungsgradverluste gegenüber dem reduzierten materialbedingten Po-

tential auftreten. Der Vergleich mit den Miniatur solarzellen von Lausch [Lau13] zeigt, dass durch die verwendete Annahme einer homogenen Verteilung der Kurzschlussstromdichte in der «Local I-V»-Auswertung der Einfluss der Defekte unterschätzt wird.

Im letzten großen Abschnitt der Arbeit werden hochauflösende DLIT-Aufnahmen zur Untersuchung der Rekombinationsaktivität von Korngrenzen angewandt. Durch den Einsatz eines Entfaltungsalgorithmus wird die Ortsauflösung hierzu von typischerweise 2 mm bis zu einer Halbwertsbreite von rund $210 \mu\text{m}$ verbessert. Dafür ist in unserem System unter anderem eine Temperaturmodulation der Probe notwendig, die eine Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses bewirkt. Die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit der Korngrenzen kann schließlich über ein analytisches Modell nach Lax [Lax78] berechnet werden, welches von einer unendlich dicken Solarzelle ausgeht. Mit Hilfe von numerischen Simulationen, die von G. Micard durchgeführt wurden, kann gezeigt werden, dass der entsprechende Fehler je nach Ladungsträgerlebensdauer in einer $350 \mu\text{m}$ dicken Solarzelle im Bereich $\pm 25\%$ liegt. Ein Vergleich der Ergebnisse einer ausgewählten Korngrenze mit einer LBIC-basierten Methode [MHZ⁺10] zeigt im Bereich einer moderaten Korngrenzenrekombinationsgeschwindigkeit eine gute Übereinstimmung. Im Falle einer stark erhöhten Rekombinationsgeschwindigkeit hingegen treten Abweichungen zwischen beiden Messmethoden auf, die diskutiert worden sind. An dem Ausschnitt einer multikristallinen Probe konnte nachgewiesen werden, dass rund 60 % der Rekombination in einem defektreichen Gebiet durch die Korngrenzen verursacht werden.

Durch die verschiedenen Untersuchungen wurde gezeigt, dass der «Local I-V»-Algorithmus die Separation der lokalen Dunkelströme ermöglicht. Dies ist aufgrund der fehlenden Sensitivität für die Rekombination innerhalb der Raumladungszone mit lumineszenzbasierten Untersuchungen bisher nicht möglich [BSKG13]. Ähnliche Ansätze, die auf der Auswertung von CELLO-Messungen basieren, zeigen quantitative Differenzen zu hier vorgestellten Ergebnissen, die derzeit genauer untersucht werden [BCSW13]. Speziell die unterschiedliche Betrachtung des Serienwiderstandes hat hierbei signifikanten Einfluss.

Obwohl die lokale Rekombination sehr vielschichtig ist, erreicht man mit dem verwendeten Modell unabhängiger Dioden Ergebnisse, die mit theoretischen Betrachtungen der Rekombinationseffekte gut erklärt werden können (z. B. $n_2 > 2$ am Zellrand nach [SBR⁺11]). Es sind jedoch Einschränkungen der Verwendbarkeit des «Local I-V»-Algorithmus vorhanden: Treten beispielsweise Querströme innerhalb der Solarzellen auf, wie sie durch die Punktkontakte von Hocheffizienz-Solarzellen verursacht werden, so kann es durch Peltiereffekte zu Fehlern in der Auswertung kommen, die auch in den entsprechenden Untersuchungen sichtbar wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde weiterhin die Vereinfachung eines global homogenen Kurzschlussstromes verwendet, die speziell in multikristallinem Material aufgrund der lokal reduzierten Ladungsträgerlebensdauern nicht korrekt ist [Gre82, S. 93]. Dieser Wert kann unabhängig gemessen werden (z. B. nach [PMT⁺14]) oder könnte durch eine Simulation dieses Einflusses auf J_{sc} direkt in die «Local I-V»-Berechnung einfließen. Eine solche Erweiterung des Algorithmus würde den Einfluss lokaler Defekte auf die globale Performance genauer widerspiegeln. Bisher ist es nur möglich, die J_{sc} -Verteilung extern in das Programm einzuspeisen. Eine zusätzliche Anpassung der «Local I-V» und der «EL-Fit»-Methodik würde sich durch die Berücksichtigung von lokalen Effekten einer injektionsabhängigen Ladungsträgerlebensdauer ergeben, die bisher auf eine homogene Wirkung in der gesamten Zellfläche beschränkt ist. Außerdem ist es denkbar, durch die Verwendung stark erhöhter Lock-in Frequenzen Tiefeninformationen aus den DLIT-Messungen zu extrahieren, die eine direkte Unterscheidung der Dunkelstromanteile in z -Richtung möglich machen. Die Umsetzbarkeit dieser Idee wird derzeit geprüft.

Alles in allem konnte gezeigt werden, dass der «Local I–V»-Algorithmus ein umfangreiches Werkzeug zur Untersuchung rekombinationsaktiver Defekte in Solarzellen ist und sich auch zur Prozesskontrolle eignet. Aufgrund der im Vergleich zu Lumineszenzmethoden langen Messzeit ist dabei ein Inline-Einsatz nur schwer umsetzbar, jedoch kann auf der Grundlage der schnellen und teilweise kontaktlosen Lumineszenzmethoden in Verbindung mit der Messung der globalen Leistungsparameter eine Vorauswahl von Solarzellen getroffen werden, deren lokale Effekte durch quantitative Ergebnisse aller Dunkelstromanteile des Zwei-Dioden-Modells analysiert werden können.

Literaturverzeichnis

- [ACR86] G. L. ARAÚJO, A. CUEVAS und J. M. RUIZ. *The effect of distributed series resistance on the dark and illuminated current-voltage characteristics of solar cells*. IEEE Transactions on Electron Devices **ED-33**, 391–401, 1986.
- [AGW92] A. G. ABERLE, S. GLUNZ und W. WARTA. *Impact of illumination level and oxide parameters on Shockley-Read-Hall recombination at the Si-SiO₂ interface*. Journal of Applied Physics **71**, 4422–4431, 1992.
- [AHA⁺96] P. P. ALTERMATT, G. HEISER, A. G. ABERLE, A. WANG, J. ZHAO, S. J. ROBINSON, S. BOWDEN und M. A. GREEN. *Spatially resolved analysis and minimization of resistive losses in high-efficiency Si solar cells*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **4**, 399–414, 1996.
- [ASY⁺09] P. P. ALTERMATT, S. STEINGRUBE, Y. YANG, C. SPRODOWSKI, T. DEZH-DAR, S. KOC, B. VEITH, S. HERRMAN, R. BOCK, K. BOTHE, J. SCHMIDT und R. BRENDL. *Highly predictive modelling of entire Si solar cells for industrial applications*. In *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 901–906. Hamburg, Deutschland, 2009.
- [AWG93] A. G. ABERLE, S. R. WENHAM und M. A. GREEN. *A new method for accurate measurements of the lumped series resistance of solar cells*. In *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 133–139. Louisville, USA, 1993.
- [BARS06] O. BREITENSTEIN, P. P. ALTERMATT, K. RAMSPECK und A. SCHENK. *The origin of ideality factors $n > 2$ of shunts and surfaces in the dark I-V curves of Si solar cells*. In *Proceedings of the 21st European Photovoltaics Solar Energy Conference*, S. 625–628. Dresden, Deutschland, 2006.
- [BBB⁺11a] O. BREITENSTEIN, J. BAUER, K. BOTHE, D. HINKEN, J. MÜLLER, W. KWAPIL, M. C. SCHUBERT und W. WARTA. *Can luminescence imaging replace lock-in thermography on solar cells?* IEEE Journal of Photovoltaics **1**, 159–167, 2011.
- [BBB⁺11b] O. BREITENSTEIN, J. BAUER, K. BOTHE, W. KWAPIL, D. LAUSCH, U. RAU, J. SCHMIDT, M. SCHNEEMANN, M. C. SCHUBERT, J.-M. WAGNER und W. WARTA. *Understanding junction breakdown in multicrystalline solar cells*. Journal of Applied Physics **109**, 071101, 2011.
- [BCHL79] W. L. BAILEY, M. G. COLEMAN, C. B. HARRIS und I. A. LESK. *Texture etching of silicon: method*. U. S. Patent 4137123, 1979.
- [BCSW13] O. BREITENSTEIN, J. CARSTENSEN, A. SCHÜTT und J.-M. WAGNER. *Comparison of local solar cell efficiency analysis performed by DLIT and CELLO*. In *Proceedings of the 28th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 1538–1544. Paris, Frankreich, 2013.

- [BKA⁺10] O. BREITENSTEIN, A. KHANNA, Y. AUGARTEN, J. BAUER, J.-M. WAGNER und K. IWIG. *Quantitative evaluation of electroluminescence images of solar cells*. Physica Status Solidi RRL **4**(1), 7–9, 2010.
- [BKR⁺12] R. BAKOWSKIE, G. KESSER, R. RICHTER, D. LAUSCH, A. EIDNER, P. CLEMENS und K. PETTER. *Fast method to determine the structural defect density of 156x156 mm² mc-Si wafers*. Energy Procedia **27**, 179–184, 2012.
- [BLB⁺13] J. BAUER, D. LAUSCH, H. BLUMTRITT, N. ZAKHAROV und O. BREITENSTEIN. *Avalanche breakdown in multicrystalline solar cells due to preferred phosphorus diffusion at extended defects*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **21**(7), 1444–1453, 2013.
- [BLK⁺11] R. BAKOWSKIE, R. LANTZSCH, T. KADEN, K. G. ELLER, D. LAUSCH, Y. LUDWIG und K. PETTER. *Comparison of recombination active defects in multicrystalline silicon by means of photoluminescence imaging and reverse biased electroluminescence*. In *Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 1839–1842. Hamburg, Deutschland, 2011.
- [BMU13] BMU – BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND REAKTORSICHERHEIT. *Erneuerbare Energien in Zahlen – Nationale und Internationale Entwicklung*. 2013. (Stand: Juli 2013).
- [BR13] O. BREITENSTEIN und S. RISSLAND. *A two-diode model regarding the distributed series resistance*. Solar Energy Materials and Solar Cells **110**, 77–86, 2013.
- [Bre11] O. BREITENSTEIN. *Non-destructive local analysis of current-voltage characteristics of solar cells by lock-in thermography*. Solar Energy Materials and Solar Cells **95**, 2933–2936, 2011.
- [Bre12] O. BREITENSTEIN. *Local efficiency analysis of solar cells based on lock-in thermography*. Solar Energy Materials and Solar Cells **107**, 381–389, 2012.
- [Bre13] O. BREITENSTEIN. *The physics of industrial crystalline silicon solar cells*. In G. P. WILLEKE und E. R. WEBER (Hg.), *Semiconductors and Semimetals*, Band 89, S. 1–75. Academic Press, Burlington, 2013.
- [Bre14] O. BREITENSTEIN. *An alternative one-diode model for illuminated solar cells*. IEEE Journal of Photovoltaics 2014. (zur Begutachtung eingereicht).
- [BRH⁺09] K. BOTHE, K. RAMSPECK, D. HINKEN, C. SCHINKE, J. SCHMIDT, S. HERLUFSEN, R. BRENDDEL, J. BAUER, J.-M. WAGNER, N. ZAKHAROV und O. BREITENSTEIN. *Luminescence emission from forward- and reverse-biased multicrystalline silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **106**, 104510, 2009.
- [BRRW04] O. BREITENSTEIN, J. RAKOTONIAINA, M. A. RIFAI und M. WERNER. *Shunt types in crystalline silicon solar cells*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **12**, 529–538, 2004.
- [BS06] K. BOTHE und J. SCHMIDT. *Electronically activated boron-oxygen-related recombination centers in crystalline silicon*. Journal of Applied Physics **99**, 013701, 2006.

- [BSKG13] O. BREITENSTEIN, C. SHEN, H. KAMPWERTH und M. A. GREEN. *Comparison of DLIT- and PL-based local solar cell efficiency analysis*. Energy Procedia **38**, 2–12, 2013.
- [BWL⁺09] J. BAUER, J.-M. WAGNER, A. LOTNYK, H. BLUMTRITT, B. LIM, J. SCHMIDT und O. BREITENSTEIN. *Hot spots in multicrystalline silicon solar cells: Avalanche breakdown due to etch pits*. Physica Status Solidi RRL **3**(2), 40–42, 2009.
- [BWL10] O. BREITENSTEIN, W. WARTA und M. LANGENKAMP. *Lock-in Thermography: Basics and use for evaluating electronic devices and materials*. Springer Series in Advanced Microelectronics, 2. Auflage. Springer, Berlin, 2010.
- [Car13] J. CARSTENSEN. Persönliche Mitteilung in E-Mail vom 19. Dezember, 2013.
- [CCS⁺08] J. CHEN, B. CHEN, T. SEKIGUCHI, M. FUKUZAWA und M. YAMADA. *Correlation between residual strain and electrically active grain boundaries in multicrystalline silicon*. Applied Physics Letters **93**, 112105, 2008.
- [CFP54] D. M. CHAPIN, C. S. FULLER und P. L. PEARSON. *A new silicon p-n junction photocell for converting solar radiation into electric power*. Journal of Applied Physics **25**, 676–677, 1954.
- [CM57] A. G. CHYNOWETH und K. G. MCKAY. *Internal field emission in silicon p-n junctions*. Physical Review **106**, 418–426, 1957.
- [CPBF03] J. CARSTENSEN, G. POPKIROV, J. BAHR und H. FÖLL. *CELLO: An advanced LBIC measurement technique for solar cell local characterization*. Solar Energy Materials and Solar Cells **76**(4), 599–611, 2003.
- [CPSL98] R. CORKISH, T. PUZZER, A. B. SPROUL und K. L. LUKE. *Quantitative interpretation of electron-beam-induced current grain boundary contrast profiles with application to silicon*. Journal of Applied Physics **84**, 5473–5481, 1998.
- [CSPF11] J. CARSTENSEN, A. SCHÜTT, G. POPKIROV und H. FÖLL. *CELLO measurement technique for local identification and characterization of various types of solar cell defects*. Physica Status Solidi C **8**, 1342–1346, 2011.
- [DCG] URL <http://www.thermosensorik.de>. (Zugriff 18.10.2013).
- [Don83] C. DONOLATO. *Theory of beam induced current characterization of grain boundaries in polycrystalline solar cells*. Journal of Applied Physics **54**, 1314–1322, 1983.
- [EHSG96] S. EDMISTON, G. HEISER, A. SPROUL und M. GREEN. *Improved modeling of grain boundary recombination in bulk and pn junction regions of multicrystalline silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **80**, 6783–6795, 1996.
- [EPI13] EPIA – EUROPEAN PHOTOVOLTAICS INDUSTRY ASSOCIATION. *Global market outlook for photovoltaics 2013–2017*. 2013.
- [FBK⁺11] T. FELLMETH, A. BORN, A. KIMMERLE, F. CLEMENT, D. BIRO und R. PREU. *Recombination at metal-emitter interfaces of front contact technologies for highly efficient silicon solar cells*. Energy Procedia **8**, 115–121, 2011.

- [FKK⁺07] T. FUYUKI, H. KONDO, Y. KAJI, A. OGANE und Y. TAKAHASHI. *Analytic findings in the electroluminescence characterization of crystalline silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **101**, 023711, 2007.
- [FKY⁺05] T. FUYUKI, H. KONDO, T. YAMAZAKI, Y. TAKAHASHI und Y. URAOKA. *Photographic surveying of minority carrier diffusion length in polycrystalline silicon solar cells by electroluminescence*. Applied Physics Letters **86**(26), 262108, 2005.
- [Fle] URL <http://www.pdesolutions.com/>. (Zugriff: 09.01.2014).
- [FMB13] K. C. FONG, K. R. MCINTOSH und A. W. BLAKERS. *Accurate series resistance measurement of solar cells*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **21**(4), 490–499, 2013.
- [FPB00] B. FISCHER, P. PATH und E. BUCHER. *Evaluation of solar cell $J(V)$ -measurements with a distributed series resistance model*. In *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 1365–1368. Glasgow, Schottland, 2000.
- [GGR10] J. GREULICH, M. GLATTHAAR und S. REIN. *Fill factor analysis of solar cell's current-voltage curves*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **18**, 511–515, 2010.
- [GHZ⁺10] M. GLATTHAAR, J. HAUNSCHILD, R. ZEIDLER, M. DEMANT, J. GREULICH und B. MICHL. *Evaluating luminescence based voltage images of silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **108**(1), 014501, 2010.
- [Gie08] J. GIESECKE. *Messung von Minoritätsladungsträger-Diffusionslängen in Silicium-Solarzellen mit Lumineszenzmethoden*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2008.
- [GK95] M. A. GREEN und M. J. KEEVERS. *Optical properties of intrinsic silicon at 300 K*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **3**(3), 189–192, 1995.
- [Gre82] M. A. GREEN. *Solar cells: operating principles, technology and system applications*. Prentice-Hall Series in Solid State Physical Electronics. Prentice-Hall, Englewood Cliffs (NJ), 1982.
- [GVK97] A. GOETZBERGER, B. VOSS und J. KNOBLOCH. *Sonnenenergie: Photovoltaik*. 2. Auflage. B. G. Teubner, Stuttgart, 1997.
- [GYG⁺12] X. GU, X. YU, K. GUO, L. CHEN, D. WANG und D. YANG. *Seed-assisted cast quasi-single crystalline silicon for photovoltaic application: Towards high efficiency and low cost silicon solar cells*. Solar Energy Materials and Solar Cells **101**, 95–101, 2012.
- [Hal52] R. N. HALL. *Electron-hole recombination in germanium*. Physical Review **87**, 387, 1952.
- [HBBB13] A. HÄHNEL, J. BAUER, H. BLUMTRITT und O. BREITENSTEIN. *Electron microscope verification of prebreakdown-inducing α -FeSi₂ needles in multicrystalline silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **113**, 044505, 2013.

- [HGC⁺11] R. HOENIG, M. GLATTHAAR, F. CLEMENT, J. GREULICH, J. WILDE und D. BIRO. *New measurement method for the investigation of space charge region recombination losses induced by the metallization of silicon solar cells*. Energy Procedia **8**, 694–699, 2011.
- [HGK⁺09] J. HAUNSCHILD, M. GLATTHAAR, M. KASEMANN, S. REIN und E. WEBER. *Fast series resistance imaging for silicon solar cells using electroluminescence*. Physica Status Solidi RRL **3**(7–8), 227–229, 2009.
- [HKS⁺12] R. HOENIG, A. KALIO, J. SIGWARTH, F. CLEMENT, M. GLATTHAAR, J. WILDE und D. BIRO. *Impact of screen printing silver paste components on the space charge region recombination losses of industrial silicon solar cells*. Solar Energy Materials and Solar Cells **106**, 7–10, 2012.
- [Hör09] M. HÖRTEIS. *Fine-line printed contacts on crystalline silicon solar cells*. Dissertation, Universität Konstanz, 2009.
- [HSM⁺12] H. HANNEBAUER, M. SOMMERFELD, J. MÜLLER, T. DULLWEBER und R. BRENDEL. *Analysis of the emitter saturation current density of industrial type silver screen-printed front contacts*. In *Proceedings of the 27th Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 1360–1363. Frankfurt, Deutschland, 2012.
- [JGY⁺14] S. JOHNSTON, H. GUTHREY, F. YAN, K. ZAUNBRECHER, M. AL-JASSIM, P. RAKOTONIAINA und M. KAES. *Correlating multicrystalline silicon defect types using photoluminescence, defect-band emission and lock-in thermography imaging techniques*. IEEE Journal of Photovoltaics **4**(1), 348–354, 2014.
- [KBH⁺13] R. KRAIN, S. BELJAKOWA, S. HERLUFSEN, M. KRIEGER und J. SCHMIDT. *Classification of defective regions in p-type multicrystalline silicon by comparing luminescence images under different conditions*. Energy Procedia **38**, 101–107, 2013.
- [KFR13] K. KRAUSS, F. FERTIG und S. REIN. *Recombination and microstructural properties of soldering pads and their impact on solar cell performance*. Energy Procedia **38**, 760–769, 2013.
- [KGS⁺09] W. KWAPIL, P. GUNDEL, M. C. SCHUBERT, F. D. HEINZ, W. WARTA, E. R. WEBER, A. GOETZBERGER und G. MARTINEZ-CRIADO. *Observation of metal precipitates at prebreakdown sites in multicrystalline silicon solar cells*. Applied Physics Letters **95**, 232113, 2009.
- [KKG⁺09] W. KWAPIL, M. KASEMANN, P. GUNDEL, M. C. SCHUBERT, W. WARTA, P. BRONSVELD und G. COLETTI. *Diode breakdown related to recombination active defects in block-cast multicrystalline silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **106**, 063530, 2009.
- [KP70] W. KERN und D. POUTINEN. *Cleaning solutions based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology*. RCA Review **31**, 187–206, 1970.
- [KSKEK11] S. KAJARI-SCHRÖDER, I. KUNZE, U. EITNER und M. KÖNTGES. *Spatial and orientational distribution of cracks in crystalline photovoltaic modules generated by mechanical load tests*. Solar Energy Materials and Solar Cells **95**(11), 3054–3059, 2011.

- [KWM⁺08] M. KASEMANN, B. WALTER, C. MEINHARDT, J. EBSEER, W. KWAPIL und W. WARTA. *Emissivity-corrected power loss calibration for lock-in thermography measurements on silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **103**, 113503, 2008.
- [Lau13] D. LAUSCH. *Einfluss struktureller Defekte auf die elektrischen Eigenschaften multikristalliner Silizium-Solarzellen*. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2013.
- [Lax78] M. LAX. *Junction current and luminescence near a dislocation or a surface*. Journal of Applied Physics **49**, 2796–2810, 1978.
- [LBL⁺11] D. LAUSCH, R. BAKOWSKI, M. LORENZ, S. SCHWEIZER, K. PETTER und C. HAGENDORF. *Classification of recombination-active defects in multicrystalline solar cells made from upgraded metallurgical grade (UMG) silicon*. Solid State Phenomena **178–179**, 88–93, 2011.
- [LPB⁺10] D. LAUSCH, K. PETTER, R. BAKOWSKIE, C. CZEKALLA, J. LENZNER, H. VON WENCKSTERN und M. GRUNDMANN. *Identification of pre-breakdown mechanism of silicon solar cells at low reverse voltages*. Applied Physics Letters **97**, 073506, 2010.
- [LPvWG09] D. LAUSCH, K. PETTER, H. VON WENCKSTERN und M. GRUNDMANN. *Correlation of pre-breakdown sites and bulk defects in multicrystalline silicon solar cells*. Physica Status Solidi RRL **3**, 70–72, 2009.
- [Mat] URL <http://www.wolfram.com/mathematica/>. (Zugriff 06.11.2013).
- [MBG⁺11] J. MÜLLER, K. BOTHE, S. GATZ, H. PLAGWITZ, G. SCHUBERT und R. BRENDDEL. *Contact formation and recombination at screen-printed local aluminum-alloyed silicon solar cell base contacts*. IEEE Transactions on Electron Devices **58**(10), 3239–3245, 2011.
- [MC00] D. MACDONALD und A. CUEVAS. *Reduced fill factors in multicrystalline silicon solar cells due to injection-level dependent bulk recombination lifetimes*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications **8**, 363–375, 2000.
- [McK54] K. G. MCKAY. *Avalanche breakdown in silicon*. Physical Review **94**, 877–884, 1954.
- [MHZ⁺10] G. MICARD, G. HAHN, A. ZUSCHLAG, S. SEREN und B. TERHEIDEN. *Quantitative evaluation of grain boundary activity in multicrystalline semiconductor by light beam induced current: An advanced model*. Journal of Applied Physics **108**, 034516, 2010.
- [MRW98] H. J. MÖLLER, M. RINIO und M. WERNER. *LBIC investigation of lifetime degradation by extended defects in multicrystalline solar silicon*. Solid State Phenomena **63**, 115–122, 1998.
- [New55] R. NEWMAN. *Visible light from a silicon p-n junction*. Physical Review **100**(2), 700–703, 1955.
- [NRW99] S. NARASIMHA, A. ROHATGI und A. W. WEEBER. *An optimized rapid aluminum back surface field technique for silicon solar cells*. IEEE Transactions on Electron Devices **46**(7), 1363–1370, 1999.

- [OPMSG09] T. ORELLANA PÉREZ, K. MAYER, M. SCHUMANN und F. GRANEK. *Increase in mechanical strength of as-cut mono-crystalline silicon wafers by alkaline etching process*. In *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 1234–1239. Hamburg, Deutschland, 2009.
- [OSD⁺84] J. OUALID, C. M. SINGAL, J. DUGAS, J. P. CREST und H. AMZIL. *Influence of illumination on the grain boundary recombination velocity in silicon*. *Journal of Applied Physics* **55**, 1195–1205, 1984.
- [PMB14] M. P. PELOSO, L. MENG und C. S. BHATIA. *Combined thermography and luminescence imaging to characterize the spatial performance of multi-crystalline Si wafer solar cells*. *IEEE Journal of Photovoltaics* 2014. (zur Begutachtung eingereicht).
- [PMT⁺14] M. PADILLA, B. MICHL, B. THAIDIGSMANN, W. WARTA und M. C. SCHUBERT. *Short-circuit current density mapping of solar cells*. *Solar Energy Materials and Solar Cells* **120**(Part A), 282–288, 2014.
- [PvMR⁺13] T. M. PLETZER, J. I. VAN MÖLKEN, S. RISSLAND, O. BREITENSTEIN und J. KNOCH. *Influence of cracks on the local current-voltage parameters of silicon solar cells*. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 2013. doi:10.1002/pip.2443. (Vorschau online).
- [RAG94a] S. J. ROBINSON, A. G. ABERLE und M. A. GREEN. *Departures from the principle of superposition in silicon solar cells*. *Journal of Applied Physics* **76**(12), 7920–7930, 1994.
- [RAG94b] S. J. ROBINSON, A. G. ABERLE und M. A. GREEN. *Recombination saturation effects in silicon solar cells*. *IEEE Transactions on Electron Devices* **41**(9), 1556–1569, 1994.
- [RB12] S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *High resolution saturation current density imaging at grain boundaries by lock-in thermography*. *Solar Energy Materials and Solar Cells* **104**, 121–124, 2012.
- [RB13a] S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Evaluation of luminescence images of solar cells for injection-level dependent lifetimes*. *Solar Energy Materials and Solar Cells* **111**, 112–114, 2013.
- [RB13b] S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Evaluation of recombination velocities of grain boundaries measured by high resolution lock-in thermography*. *Energy Procedia* **38**, 161–166, 2013.
- [RBH⁺07] K. RAMSPECK, K. BOTHE, D. HINKEN, B. FISCHER, J. SCHMIDT und R. BRENDEL. *Recombination current and series resistance imaging of solar cells by combined luminescence and lock-in thermography*. *Applied Physics Letters* **90**, 153502, 2007.
- [RMB⁺13] S. RISSLAND, G. MICARD, O. BREITENSTEIN, A. ZUSCHLAG, S. SEREN, B. TERHEIDEN und G. HAHN. *Comparison of the recombination velocity at grain boundaries gained by lock-in thermography and light beam induced current measurements*. In *Proceedings of the 28th European Solar Energy Conference*, S. 1659–1664. Paris, Frankreich, 2013.

- [RPWB13] S. RISSLAND, T. M. PLETZER, H. WINDGASSEN und O. BREITENSTEIN. *Local thermographic efficiency analysis of multicrystalline and cast-mono silicon solar cells*. IEEE Journal of Photovoltaics **3**(4), 1192–1199, 2013.
- [RWM13] T. ROTH, D. WICHMANN und K. MEYER. *Determining the temperature of bare solar cells and local hot spots during IV measurements*. In *Proceedings of the 28th European Photovoltaics Solar Energy Conference*, S. 1583–1585. Paris, Frankreich, 2013.
- [SBR⁺11] S. STEINGRUBE, O. BREITENSTEIN, K. RAMSPECK, S. GLUNZ, A. SCHENK und P. P. ALTERMATT. *Explanation of commonly observed shunt currents in c-Si solar cells by means of recombination statistics beyond the Shockley-Read-Hall approximation*. Journal of Applied Physics **110**(1), 014515, 2011.
- [SC99] J. SCHMIDT und A. CUEVAS. *Electronic properties of light-induced recombination centers in boron-doped Czochralski silicon*. Journal of Applied Physics **86**, 3175–3180, 1999.
- [Sch06a] D. K. SCHRODER. *Semiconductor material and device characterization*. 3. Auflage. John Wiley & Sons, Hoboken (NJ), 2006.
- [Sch06b] G. SCHUBERT. *Thick film metallisation of crystalline silicon solar cells*. Dissertation, Universität Konstanz, 2006.
- [SCS96] R. SINTON, A. CUEVAS und M. STUCKINGS. *Quasi-Steady-State Photoconductance, A New Method for Solar Cell Material and Device Characterization*. In *Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 457–460. Washington, USA, 1996.
- [Sd72] F. SECCO D'ARAGONA. *Dislocation etch for (100) planes in silicon*. Journal of the Electrochemical Society **119**(7), 948–951, 1972.
- [SG66] S. SZE und G. GIBBONS. *Effect of junction curvature on breakdown voltage in semiconductors*. Solid-State Electronics **9**(9), 831–845, 1966.
- [SG93] A. B. SPROUL und M. A. GREEN. *Intrinsic carrier concentration and minority carrier mobility of silicon from 77 to 300 K*. Journal of Applied Physics **73**, 1214–1225, 1993.
- [SHK⁺10] M. SCHNEEMANN, A. HELBIG, T. KIRCHARTZ, R. CARIUS und U. RAU. *Reverse biases electroluminescence spectroscopy of crystalline silicon solar cells with high spatial resolution*. Physica Status Solidi A **207**, 2597–2600, 2010.
- [SKCR13] M. SCHNEEMANN, T. KIRCHARTZ, R. CARIUS und U. RAU. *Measurement and modeling of reverse biased electroluminescence in multi-crystalline silicon solar cells*. Journal of Applied Physics **114**, 134509, 2013.
- [SMS⁺13] F. SCHINDLER, B. MICHL, J. SCHÖN, W. KWAPIL, W. WARTA und M. SCHUBERT. *Material limitations due to crucible impurities in multicrystalline silicon for high efficiency solar cells*. In *Proceedings of the 28th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, S. 1710–1714. Paris, Frankreich, 2013.
- [SN07] S. M. SZE und K. K. NG. *Physics of semiconductor devices*. 3. Auflage. Wiley-Interscience, Hoboken (NJ), 2007.

- [SNS57] C.-T. SAH, R. N. NOYCE und W. SHOCKLEY. *Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics*. Proceedings of the IRE **45**(9), 1228–1243, 1957.
- [SPK12] S. SUCKOW, T. M. PLETZER und H. KURZ. *Fast and reliable calculation of the two-diode model without simplifications*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications 2012. doi:10.1002/pip.2301. (Vorschau online).
- [SR52] W. SHOCKLEY und W. T. READ, JR. *Statistics of the recombination of holes and electrons*. Physical Review **87**, 835–842, 1952.
- [SRW12] L. STOICESCU, M. REUTER und J. H. WERNER. *Daylight luminescence for photovoltaic system testing*. In *Proceedings of the 22nd International Photovoltaic Science and Engineering Conference*. Hangzhou, China, 2012.
- [Str11] H. STRAUBE. *Quantitatives Verständnis von Lock-in-Thermography an Dünnschicht-Solarmodulen*. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2011.
- [STS78] D. K. SCHRODER, R. N. THOMAS und J. C. SCHWARZ. *Free carrier absorption in silicon*. IEEE Journal of Solid-State Circuits **SC-13**(1), 180–187, 1978.
- [Suc12] S. SUCKOW. *2-Diode Fit*, 2012. URL <https://nanohub.org/resources/14300>.
- [TA57] J. TAUC und A. ABRAHÁM. *Thermal breakdown in silicon p-n junctions*. Physical Review **108**, 936–937, 1957.
- [TBSW06] T. TRUPKE, R. BARDOS, M. SCHUBERT und W. WARTA. *Photoluminescence imaging of silicon wafers*. Applied Physics Letters **89**(4), 044107, 2006.
- [TMLF80] W. R. THURBER, R. L. MATTIS, Y. M. LIU und J. J. FILLIBEN. *Resistivity-dopant density relationship for boron-doped silicon*. Journal of the Electrochemical Society **127**, 2291–2294, 1980.
- [TPBA07] T. TRUPKE, E. PINK, R. BARDOS und M. ABBOTT. *Spatially resolved series resistance of silicon solar cells obtained from luminescence imaging*. Applied Physics Letters **90**, 093506, 2007.
- [vMYS⁺12] J. I. VAN MÖLKEN, U. A. YUSUFOĞLU, A. SAFIEI, H. WINDGASSEN, R. KHANDELWAL, T. M. PLETZER und H. KURZ. *Impact of micro-cracks on the degradation of solar cell performance based on two-diode model parameters*. Energy Procedia **27**, 167–172, 2012.
- [WHS⁺13] J.-M. WAGNER, M. HOPPE, A. SCHÜTT, J. CARSTENSEN und H. FÖLL. *Injection-level dependent series resistance: Comparison of CELLO and photoluminescence-based measurements*. Energy Procedia **38**, 199–208, 2013.
- [Wür00] P. WÜRFEL. *Physik der Solarzellen*. 2. Auflage. Spektrum, Akademischer Verlag, Berlin, 2000.
- [Zie12] D. ZIELKE. Persönliche Mitteilung in E-Mail vom 15. November, 2012.

- [ZMJ⁺08] A. ZUSCHLAG, G. MICARD, J. JUNGE, M. KÄS, S. SEREN, G. HAHN, G. COLETTI, G. JIA und W. SEIFERT. *Investigation on the recombination activity of grain boundaries in mc silicon*. In *Proceedings of the 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. San Diego, USA, 2008.
- [ZSN⁺13] D. ZIELKE, D. SYLLA, T. NEUBERT, R. BRENDDEL und J. SCHMIDT. *Direct laser texturing for high-efficiency silicon solar cells*. *IEEE Journal of Photovoltaics* **3**(2), 656–661, 2013.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau einer p-Typ Solarzelle mit Aluminium-BSF	4
2.2	Rekombination über Störstellen nach Shockley und Read [SR52]	6
2.3	Amplitudenrauschen bei LIT-Messungen an einem homogenen Testobjekt .	13
2.4	Einfluss einer Temperaturmodulation auf den Rauschschatten der LIT-Amplitude	14
2.5	Temperaturmodulation der Probe beim periodischen Heizen des Wasserbades des Thermostaten	15
2.6	Verringerung des Rauschens über der Messzeit bei verschiedenen Temperaturmodulationen und Auswirkungen einer Unterbrechung der Modulation .	15
2.7	Transmission und spezifische Phasenverschiebung des LIT-Signals auf einem Testobjekt mit unterschiedlicher Farbschichtdicke	17
3.1	Lokale R_s -Verteilungen berechnet nach «EL-Fit» und «RESI»	24
3.2	R_s -Profile parallel und quer zu den Busbars	25
3.3	Verwendetes Symmetrieelement der Solarzelle für die Simulation	27
3.4	Simulierte Profile der lokalen Spannung, der vertikalen Stromdichte und des lokalen Serienwiderstandes.	30
3.5	Numerisch simulierte und empirisch angepasste Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Stromdichte	31
3.6	Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Stromdichte nach [ACR86] .	32
3.7	Gemessener und berechneter stromdichteabhängiger Serienwiderstand . . .	35
3.8	Anpassung der Dunkel- und Hellkennlinie mit stromabhängigem und festem Serienwiderstand	36
3.9	Gemittelttes Serienwiderstandsprofil zwischen den Busbars ($n_1 = 1,02$) sowie simuliertes Profil mit den Parametern aus der globalen Kennlinien.	39
3.10	Benutzeroberfläche der Software «2-Diode Fit» von Suckow [Suc12] im Modus des „Breitenstein-Rissland-Modells“.	40
4.1	Auswertung zweier Elektrolumineszenzbilder bzgl. Serienwiderstand und Sättigungsstromdichte unter der Annahme $n_1 = 1$ sowie $n_1 = 1,02$	44
4.2	Vergleich der «EL-Fit»- R_s -, «RESI»- R_s - sowie $J_{01}^{\#}$ -Verteilung	46
5.1	REM-Draufsicht eines Risses sowie Detailaufnahme nach FIB-Präparation	48
5.2	ELektrolumineszenzaufnahmen vor und nach der Rissbildung sowie lokale Verhältnisverteilung	49
5.3	Ergebnisse der «Local I-V»-Untersuchung nach der Rissbildung	51
5.4	«Local I-V»-Simulation unter Beleuchtung nach der Rissbildung	51
5.5	Lokale I-V-Kennlinien und Leistungsdichten verschiedener Defektregionen.	52
5.6	Gegenüberstellung der relativen IR-Emissivität und Elektrolumineszenz struktureller Defekte nach unterschiedlicher Prozessierung	57
5.7	«Local I-V»-Analyse der Hocheffizienz-Solarzelle und der Industriesolarzelle	57

5.8	Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{hinten} im aktiven Bereich der Hocheffizienz-Solarzelle (Probe 201).	61
5.9	EL-Intensität, J_{diff} und J_{rek} der Hocheffizienz-Solarzelle im Vergleich zur Industriesolarzelle.	62
5.10	EL-Aufnahmen, J_{01} und J_{rek} der Proben A1 und B2 (quasi-monokristallin)	66
5.11	J_{01} und zugehöriger J_{01}^{hinten} verursacht durch den Lötstreifen der Rückseite und die Vorderseitenmetallisierung.	67
5.12	Dunkelstromanteile im Bereich der Vorderseitenmetallisierung	68
5.13	EL-Aufnahme, J_{01} und J_{rek} der multikristallinen Probe D2	70
5.14	Korrelation des Diffusionsstromes unter der Vorderseitenmetallisierung mit der (Bulk)-Rekombinationsaktivität.	71
5.15	Gemessene und simulierte Hellkennlinien zweier typischer Solarzellen der Gruppen B und D.	72
6.1	Einteilung rekombinationsaktiver Defekte nach [Lau13].	74
6.2	EL-, SubEL- und R_s -Verteilung einer multikristallinen Solarzelle.	75
6.3	Lokale Durchbruchsspannung einer multikristallinen Solarzelle.	76
6.4	Lebensdauerentwicklung von Defektregionen während der Prozessierung . .	77
6.5	Verteilung der Dunkelstromanteile an verschiedenen Defekten	78
6.6	S^{0° -Signal einer multikristallinen Solarzelle bei $V_B = -1 \text{ V}$	78
6.7	Simulierte I - V -Charakteristika an Defekten	79
6.8	Lokale Dunkelkennlinie und Leistungsdichten der Defekttypen A und B. .	80
6.9	J_{sc} , V_{oc} , FF und p verschiedener Defekte im Vergleich zu [Lau13]	81
6.10	Einfluss des Faktors K auf die entfaltete Leistungsdichte einer Korngrenze	84
6.11	EL-Aufnahme sowie «Local I-V»-Auswertung einer mc-FZ Solarzelle mit und ohne Entfaltung	85
6.12	Rekombinationsmodell an der Korngrenze und Vergleich der analytischen Lösung nach [Lax78] mit den Näherungsformeln (6.3) und (6.5).	87
6.13	Vergleich der analytischen Formel zur Berechnung der eff. Rekombinationsgeschwindigkeit an Korngrenzen mit numerischen Simulationen	89
6.14	Simulierter Einfluss der Rückseitenrekombination auf J_{01}^{Korn} und L_{eff}	90
6.15	Einfluss der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit auf j_{01}^{line} und S_{KG} . .	91
6.16	J_{ges} und IQE zweier unterschiedlich prozessierter Solarzellen	92
6.17	Bildausschnitt von J_{ges} und LBIC-Messungen zweier Korngrenzen	92
6.18	Anpassung der Gesamtstromdichte an der Korngrenze in Probe A.	93
6.19	Anpassung des LBIC-Kontrastprofils der Probe A nach [MHZ ⁺ 10]	94
6.20	Entfaltete Leistungsdichte des Ausschnittes einer mc-Si Solarzelle.	98

Tabellenverzeichnis

2.1	Durchbruchsspannungen multikristalliner Solarzellen mit unterschiedlicher Oberflächenbehandlung	10
3.1	Vergleich der Kennlinienanpassung mit stromabhängigem und festem R_s	34
3.2	Globaler Serienwiderstand im Dunkeln und unter Beleuchtung.	35
3.3	R_s -korrigierte Spannungen der reduzierten Hellkennlinien und J_{sc} - V_{oc} -Kurve am jeweiligen MPP.	37
4.1	Mittelwerte von «EL-Fit»- R_s und «RESI»- R_s unter der Annahme verschiedener Idealitätsfaktoren.	45
5.1	Kennlinienparameter einer Solarzelle vor und nach der Rissbildung.	49
5.2	Vergleich gemessener und simulierter I - V -Parameter nach der Rissbildung.	53
5.3	Vergleich gemessener und mittels «Local I-V» simulierter I - V -Parameter der Zellen.	58
5.4	Vergleich der simulierten Kennlinienparameter J_{01} und J_{02} ausgewählter Bereiche der Probe 201 und Probe 200.	60
5.5	S_{hinten} der markierten Bereiche.	61
5.6	Einteilung der Probengruppen und deren gemittelte Zellparameter	64
6.1	Gemessene und mit «Local I-V» simulierte Kennlinienparameter der mc-FZ Solarzellen	83
6.2	Diffusionsstromdichten an Korngrenze.	93
6.3	Rekombinationseigenschaften der analysierten Korngrenzen	95
6.4	Diffusionsstromdichten und berechnete Rekombinationsgeschwindigkeiten an markierten Korngrenzen.	98

Verzeichnis verwendeter Abkürzungen, Formelzeichen, Konstanten und Indizes

Abkürzungen

«EL-Fit»	Software zur Berechnung der lokalen Diffusionsstromdichte, des Serienwiderstandes und der lokaler Spannungen aus EL-Messungen [BKA ⁺ 10]
«Local I-V»	...	Software zur Berechnung der lokalen Stromanteile aus DLIT-Messungen [Bre11][Bre12]
«RESI»	Algorithmus zur Berechnung des lokalen Serienwiderstandes aus einer Kombination von EL- und DLIT-Messungen [RBH ⁺ 07]
AP	Arbeitspunkt
ARC	<i>anti reflection coating</i> — Antireflexionsschicht
BSF	<i>back surface field</i> — Feldeffektpassivierung der Rückseite
CCD	<i>charge-coupled device</i> — Ladungsgekoppeltes Bauelement
CELLO	<i>Solar Cell Local Characterization</i> — Messmethodik zur Charakterisierung lokaler Solarzellenparameter
DLIT	<i>dark lock-in thermography</i> — Lock-in Thermografie ohne Beleuchtung
EBIC	<i>electron beam induced current</i> — Messung elektronenstrahl-induzierter Ströme
EL	Elektrolumineszenz
FFT	<i>fast Fourier transform</i> — schnelle Fourier-Transformation
FIB	<i>focused ion beam</i> — fokussierter Ionenstrahl
FWHM	<i>full width at half maximum</i> — Halbwertsbreite
FZ	<i>float zone</i> — Zonenschmelzverfahren
IQE	Interne Quanteneffizienz
IR	Infrarot
ISFH	Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal
LBIC	<i>light beam induced current</i> — Messung lichtstrahl-induzierter Ströme
LIT	Lock-in Thermografie
MPP	<i>maximum power point</i> — Arbeitspunkt maximaler Leistung
NETD	<i>noise equivalent temperature difference</i> — dem Rauschen äquivalente Temperaturdifferenz
PECVD	<i>plasma enhanced chemical vapour deposition</i> — Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung
PERC	<i>passivated emitter and rear cell</i> — Solarzellenkonzept mit dielektrischer Emitter- und Rückseitenpassivierung

PL	Photolumineszenz
PSG	Phosphorsilicatglas
PV	Photovoltaik
ReBEL	<i>reverse-biased electroluminescence</i> — Sperrlumineszenz
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RLZ	Raumladungszone
RWTH	Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (Aachen)
SERIS	Solar Energy Research Institute of Singapore
SRH	Shockley-Read-Hall-(Rekombination) — Störstellenrekombination
SRV	Signal-Rausch-Verhältnis
SubEL	Sub-Bandgap-Elektrolumineszenz

Chemische Verbindungen

α -FeSi ₂	Eisensilizid in α -Modifikation
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
InSb	Indiumantimonit
SiN _x , SiN _x :H .	Siliziumnitrid
SiO ₂	Siliziumdioxid

Formelzeichen und Konstanten

α	Absorptionskoeffizienz
Δn	Überschussladungsträgerdichte
Δ	Differenz
ϵ	Emissivität
η	Wirkungsgrad
Λ	Thermische Diffusionslänge
λ	Wellenlänge
Φ	Lumineszenzintensität
ρ_s	Spezifischer Schichtwiderstand
σ	Einfangquerschnitt
τ	Ladungsträgerlebensdauer
φ	Phase
A	Amplitude, Fläche oder Konstante
B	Koeffizient
c, C	Koeffizienten oder Konstanten
d, D	Dicke, Abstand, Länge
D_n	Diffusionskoeffizient der Elektronen
E	Energie
e	Elementarladung ($e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$)

f	Freier Parameter der «EL-Fit»-Auswertung
$f_{(\dots)}$	Frequenz
FF	Füllfaktor
$G_p = 1/R_p$	Paralleleitfähigkeit
i, j	Laufvariable oder Positionsindex
I, J bzw. j	Stromstärke, Stromdichte (flächenbezogen bzw. längenbezogen)
J_{diff}, J_{01}	Diffusionsstromdichte und zugehörige Sättigungsstromdichte
J_{rek}, J_{02}	Rekombinationsstromdichte in der Raumladungszone und zugehörige Sättigungsstromdichte
J_{sc}	Kurzschlussstromdichte
J_{shunt}	Ohmsche Parallelstromdichte bestimmt durch G_p bzw. R_p
K	Parameter zur Einstellung des Wiener-Filters
k	Zählindex (1, 2, ...)
$K^{0^\circ}, K^{-90^\circ}$...	Korrelationsfunktionen der Lock-in Prozedur
k_B	Boltzmann-Konstante ($k_B = 1,381 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$)
$L_{\text{diff}}, L_{\text{eff}}$	(effektive) Diffusionslänge der Elektronen
M, m	Laufvariable (1, 2, 3, ...)
N	Zustandsdichte eines bestimmten Energiebereiches
n	Elektronenkonzentration
n_1, n_2	Idealitätsfaktor des Diffusionsstromes bzw. des Rekombinationsstromes
n_i	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration ($n_i = 8,6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ bei 298 K in Silizium [SG93])
N_A	Akzeptorkonzentration
p	Löcherkonzentration
$p = U \cdot J$	Leistungsdichte
R_{dis}	Verteilter Anteil des Serienwiderstandes
$r_{\text{Gauß}}$	Radius des Gaußschen Weichzeichners
R_{hom}	Homogener Anteil des Serienwiderstandes
$R_p = 1/G_p$	Parallelwiderstand
R_s	Serienwiderstand
S	Effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
$S^{0^\circ}, S^{-90^\circ}$	Signale der LIT-Messung mit unterschiedlicher Phasenlage
T	Temperatur
t	Zeit
U	Nettoübertragungsrate = Rekombination – Generation
V	Spannung
V_B	Von außen angelegte (Bias-) Spannung
V_{oc}	Leerlaufspannung
v_{th}	Thermische Geschwindigkeit
$V_T = k_B T / e$...	Thermische Spannung
x, y, z	Ortskoordinaten (lateral und in die Tiefe)

Indizes (Hinweis: Es werden nur abgekürzte Indizes erläutert.)

0	Grundzustand, Gleichgewichtszustand
abs	absolut
eff	effektiv
ges	gesamt
h	horizontal
hinten	auf die Rückseite bezogen
kalib	Kalibrierung
KG	Korngrenze
korr	korrigiert
krit	kritisch
L	Leitungsband
lok	lokal
mess	Messung, gemessen
min, max	Minimum, Maximum
mod	Modulation
n	Elektronen
Obfl	Oberfläche
p	Löcher
photo	photoinduziert
Pot	Potential
rel	relativ
sim	simuliert
SRH	SRH-Störstelle
st	strahlend (Rekombination)
V	Valenzband
v	vertikal

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, die vorliegende Dissertation selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst zu haben und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben. Die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Ich habe bisher keine Promotionsversuche an dieser oder einer anderen Hochschule unternommen und die vorliegende Dissertation ist in dieser oder ähnlicher Weise oder auszugsweise keiner anderen Fakultät vorgelegt worden.

Sven Reißland
Halle (Saale), 20.02.2014

Curriculum Vitae

Persönliches

Name: Sven Reißland
Geburt: 1. Mai 1986 in Wolfen
Anschrift: Erich-Mühsam-Straße 8
06766 Bitterfeld-Wolfen
E-Mail: sven.rissland@gmx.de
akad. Grad: Master of Science
Geschlecht: männlich
Staatsangehörigkeit: deutsch

Bildungsweg

seit Januar 2011

Doktorand am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik Halle, in der Arbeitsgruppe von O. Breitenstein.

Oktober 2009 bis November 2010

Masterarbeit zur „*Herstellung und Charakterisierung transparent leitfähiger ZnO:Al-Schichten auf PET und deren Co-Dotierung mit Indium*“ in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer-Institut für Elektronenstrahl- und Plasmatechnik FEP, Dresden.

Oktober 2008 bis November 2010

Masterstudium „Technische Physik“ an der Technischen Universität Ilmenau.

April 2008 bis Oktober 2008

Bachelorarbeit zur „*Untersuchung von Shunts in Dünnschichtmodulen mit Hilfe der Lock-In-Thermografie*“ in Zusammenarbeit mit der Q-Cells AG, Thalheim.

Oktober 2005 bis Oktober 2008

Bachelorstudium „Technische Physik“ an der Technischen Universität Ilmenau.

Juli 2005

Abitur am Heinrich-Heine-Gymnasium Wolfen-Nord.

Sven Reißland
Halle (Saale), 20.02.2014

Wissenschaftliche Publikationen

Die im Rahmen der vorliegenden Dissertation gewonnenen Erkenntnisse sind teilweise bereits in den nachfolgenden wissenschaftlichen Publikationen veröffentlicht worden.

Fachzeitschriften (peer-reviewed)

- S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *High resolution saturation current density imaging at grain boundaries by lock-in thermography*. Solar Energy Materials and Solar Cells **104**, 121–124, 2012.
- O. BREITENSTEIN und S. RISSLAND. *A two-diode model regarding the distributed series resistance*. Solar Energy Materials and Solar Cells **110**, 77–86, 2013.
- S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Evaluation of luminescence images of solar cells for injection-level dependent lifetimes*. Solar Energy Materials and Solar Cells **111**, 112–114, 2013.
- S. RISSLAND, T. M. PLETZER, H. WINDGASSEN und O. BREITENSTEIN. *Local thermographic efficiency analysis of multi-crystalline and cast-mono silicon solar cells*. IEEE Journal of Photovoltaics **3**(4), 1192–1199, 2013.
- T. M. PLETZER, J. I. VAN MÖLKEN, S. RISSLAND, O. BREITENSTEIN und J. KNOCH. *Influence of cracks on the local current-voltage parameters of silicon solar cells*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2013, doi: 10.1002/pip.2443. (Vorschau online).

Konferenzbeiträge

Vorträge

- S. RISSLAND. *Analysis of local diffusion current density in solar cells by lock-in thermography*. 506th Wilhelm and Else Heraeus Seminar: Infrared: Science, Technology, and Applications, Bad Honnef, 2012.
- S. RISSLAND. *Lokale Verteilung von Dunkelströmen in Solarzellen*. Workshop SiliconFOREST 2012: Fortschritte in der Entwicklung von Solarzellen-Strukturen und Technologien, Falkau, 2012.
- S. SCHÖNFELDER, O. BREITENSTEIN, S. RISSLAND, R. DE DONNO und J. BAGDAHN. *Glue-cleave: kerfless wafering for silicon wafers with metal on glueing and removable interface*. In: *Proceedings of the 22nd Workshop on Crystalline Silicon Solar Cells and Modules: Materials and Processes*. Vail (Colorado), USA, 2012.
- S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Ein Zwei-Dioden-Modell, das den verteilten Serienwiderstand berücksichtigt*. Workshop SiliconFOREST 2013: Fortschritte in der Entwicklung von Solarzellen-Strukturen und Technologien, Falkau, 2013.

- S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Evaluation of luminescence images of solar cells for injection-level dependent lifetimes*. Seminar des Fraunhofer-Institutes für Solare Energiesysteme ISE, Freiburg, 2013.
- S. SCHÖNFELDER, O. BREITENSTEIN, S. RISSLAND, R. DE DONNO und J. BAGDAHN. *Kerfless wafering for silicon wafers by using a reusable metal layer*. Energy Procedia **38**, 942–949, 2013. (*Proceedings of the 3rd International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics (SiliconPV)*. Hameln, 2013.)
- S. RISSLAND und T. M. PLETZER. *Der Einfluss von Cracks auf die lokale Kennlinie von Silizium-Solarzellen*. Workshop SiliconFOREST 2014: Fortschritte in der Entwicklung von Solarzellen-Strukturen und Technologien, Falkau, 2014.
- T. M. PLETZER, J. I. VAN MÖLKEN, S. RISSLAND, B. HALLAM, E. CORNAGLIOTTI, J. JOHN, O. BREITENSTEIN und J. KNOCH. *Quantitative local current-voltage analysis with different spatially resolved camera-based techniques of silicon solar cells with cracks*. 40th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. Denver, USA, 2014.

Poster

- S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Considering the distributed series resistance in a two-diode model*. Energy Procedia **38**, 167–175, 2013. (*Proceedings of the 3rd International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics (SiliconPV)*. Hameln, 2013.)
- S. RISSLAND und O. BREITENSTEIN. *Evaluation of recombination velocities of grain boundaries measured by high resolution lock-in thermography*. Energy Procedia **38**, 161–166, 2013. (*Proceedings of the 3rd International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics (SiliconPV)*. Hameln, 2013.)
- S. RISSLAND, G. MICARD, O. BREITENSTEIN, A. ZUSCHLAG, S. SEREN, B. TERHEIDEN und G. HAHN. *Comparison of recombination velocity at grain boundaries gained by lock-in thermography and light beam induced current measurements*. In: *Proceedings of the 28th European Photovoltaics Solar Energy Conference*, S. 1659–1664. Paris, Frankreich, 2013.

Software

- Die Erkenntnisse aus Kapitel 3 sind in die Weiterentwicklung der Software «2-Diode Fit» von Stephan Suckow (RWTH Aachen) eingeflossen, welche unter folgendem Link frei erhältlich ist:

<https://nanohub.org/resources/14300>.

- Durch die Arbeiten in Kapitel 4 konnte die Software «EL-Fit» von Otwin Breitenstein (MPI Halle) erweitert werden.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, die ich am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle bearbeitet habe. Unter anderem haben im gemeinsamen Forschungsprojekt SolarWinS zahlreiche Kollegen mit den von Ihnen bereitgestellten Proben, Messungen und Diskussionen den Weg für diese Dissertation geebnet. Besonderer Dank gilt im Speziellen:

- *Meinem Betreuer Dr. Otwin („Otto“) Breitenstein für die Möglichkeit in seiner Arbeitsgruppe diese Dissertation anzufertigen und die immerwährende Unterstützung in allen fachlichen Belangen. Seine Ideen und die stetig weiter entwickelten Algorithmen zur lokalen Kennlinienanalyse haben die Basis für diese Arbeit gelegt.*
- *Dr. Jan Bauer hat mir mit umfangreichen Diskussionen zu allen Problemen rund um die Solarzelle und seiner Unterstützung bei experimentellen Aufbauten zur Seite gestanden. Besonders das intensive Korrekturlesen zahlreicher Manuskripte, die als Grundlage der vorliegenden Dissertation dienten, sei hierbei hervorgehoben.*
- *Annika Zuschlag (Universität Konstanz) hat mir ihre „Lieblinge“ als Proben für die vergleichende Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit an Korngrenzen überlassen. Das entgegengesetzte Vertrauen wurde nicht enttäuscht.*
- *Dr. Gabriel Micard (Universität Konstanz) führte die LBIC-Messungen an den Korngrenzen und deren Auswertungen durch. Darüber hinaus haben seine finite-Elemente-Simulationen entscheidend zur Beurteilung des Modells der Korngrenzenanalyse aus DLIT-Messungen beigetragen.*
- *Dr. Tobias M. Pletzer und seine Kollegen an der RWTH Aachen haben sowohl die Proben für die Analyse der Metallisierungseinflüsse als auch der Einflüsse von Rissen prozessiert. Ergänzend hierzu haben sie die Elektrolumineszenz-Verhältnis-Messungen und die REM-Aufnahmen zur Verfügung gestellt.*
- *Dimitri Zielke beschäftigt sich als Doktorand am ISFH mit der Prozessierung von Hocheffizienz-Solarzellen im PERC-Prozess. Durch die Untersuchung der von ihm hergestellten Proben konnten einerseits die Leistungsfähigkeit des «Local I-V»-Algorithmus untersucht und andererseits Prozessprobleme am ISFH reduziert werden.*
- *Dr. Jürgen Carstensen (Universität Kiel) hat mit der akribischen Auswertung von CELLO-Messungen auf denselben Proben zum tiefen Verständnis der lokalen Rekombination in Solarzellen beigetragen. Besonders die Erläuterungen zum Ätzverhalten von Silizium brachten den entscheidenden Hinweis für die Ergebnisse in Abschnitt 5.2.2.*
- *Dr. Matthew P. Peloso (SERIS) hat teilweise die Lumineszenzuntersuchungen zur Bestimmung der Defekttypen in Abschnitt 6.1 durchgeführt und die entsprechende Probe zur Verfügung gestellt.*

- *Meinen Eltern gilt besonderer Dank, da sie mir einst mein Studium ermöglichten und immer mit Rat bei allen Problemen außerhalb der Arbeit zur Seite gestanden haben.*
- *Erheblichen Anteil am Erfolg dieser Arbeit und allen privatem Glück haben meine Freundin Michaela und unser Sohn Finn, denn sie haben mich immer wieder zum Lachen gebracht und motiviert, wenn es mal wieder nicht voranging.*

Diese Arbeit wurde finanziell vom Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit und von den Industriepartnern im Forschungsverbund SolarWinS (Förderzeichen 0325270C) unterstützt.