

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Lehrstuhl für Nanoelektronik

**Elektro- und
Photolumineszenzcharakterisierung
von III-V Mehrfachsolarzellen**

Helmut Nesswetter

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

apl. Prof. Dr. Norbert Kaiser

Prüfer der Dissertation:

1. Prof. Dr. Paolo Lugli
2. Prof. Dr. Stefan Glunz

Die Dissertation wurde am 11.05.2017 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 16.07.2018 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	1
1 Einleitung	3
2 Grundlagen	7
2.1 Solarzellen	7
2.1.1 Funktionsprinzip einer pn-Einfachsolarzelle	7
2.1.2 J-U-Kennlinie einer Einfachsolarzelle	11
2.1.3 GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle	14
2.2 Elektro- und Photolumineszenz	20
3 Experimentelle Methoden	23
3.1 Elektro- und Photolumineszenzmessplatz	23
3.1.1 Aufbau	23
3.1.2 Kamerabasierte Lumineszenzmessung	27
3.1.3 Spektrale Lumineszenzmessung	37
3.1.4 J-U Kennlinienmessung	39
3.1.5 Zeitaufgelöste Spannungsmessung	40
3.2 Externe Quanteneffizienzmessung	40
3.3 UV/Vis und NIR Transmissionsspektroskopie	43
4 Experimentelle Verifikation der EL und PL Grundlagen	45
4.1 Spektrale Reziprozitätsrelation	45
4.2 Integrale Reziprozitätsrelation	47
4.2.1 GaInP ₂ -Oberkomponentenzelle	47
4.2.2 Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle	50
4.2.3 Ge-Unterkomponentenzelle	52
4.2.4 Kurzschlussbild bei der Dreifachsolarzelle	54
4.3 Qualitative Unterschiede von EL und PL	56
4.3.1 Homogenität der Anregung	57

4.3.2	Elektrische Kopplung der Teilzellen	59
5	SPICE Simulation	63
5.1	Grundlagen von SPICE	63
5.2	Kennliniensimulation	64
5.3	Dreidimensionales Netzwerkmodell	66
5.3.1	Quervernetzung	66
5.3.2	Vorderseitenkontakt	67
5.3.3	Verschiedene Pixelgrößen	69
6	Bestimmung der Teilzellkennlinien mittels optischer Kopplung	75
6.1	Motivation	75
6.1.1	Teilzellspezifische Charakterisierung	75
6.1.2	Literaturrecherche	76
6.2	Optische Kopplung	79
6.2.1	Definition	79
6.2.2	Literaturrecherche	79
6.2.3	Verknüpfung zur Lumineszenzcharakterisierung	81
6.2.4	Abschätzung der maximalen optischen Kopplungsstromdichte	82
6.3	J-U-Kennlinien unter extremen Beleuchtungssituationen	83
6.4	Reduktion der freien J-U-Parameter der Teilzellen	87
6.4.1	Theoretische Grundlagen mittels optischer Kopplung	87
6.4.2	Oberzellen-Ergebnisse	90
6.4.3	Mittelzellen-Ergebnisse	93
6.4.4	Theoretische Grundlagen mittels PL	98
6.4.5	Unterkzellen-Ergebnisse	99
6.4.6	Vergleich optische Kopplung und PL	101
6.4.7	Zusammenfassung der Teilzellen-Sättigungssperrstromdichten	104
6.5	Bestimmung aller J-U-Parameter	105
6.5.1	Kapazität der Teilzellen	105
6.5.2	J-U-Kennlinie der Unterzelle	106
6.5.3	J-U-Kennlinie der Mittelzelle	113
6.5.4	J-U-Kennlinie der Oberzelle	118
6.6	Gepulste Suns-Voc Methode	121
6.6.1	Suns-Voc Methode für die Unterzelle	122
6.6.2	Suns-Voc Methode für die Mittel- und Oberzelle	123
6.6.3	Resümee der gepulsten Suns-Voc Methode	127
6.7	Vergleich von Messung und Simulation	127

6.8	Verifikation der Ergebnisse nach Roensch <i>et al.</i>	129
7	Charakterisierung von lokalen Shunts	135
7.1	Schichtwiderstände	135
7.1.1	Literaturrecherche	135
7.1.2	EL-Bilder am gebrochenen Kontaktfinger	138
7.1.3	SPICE Modell mit gebrochenem Kontaktfinger	138
7.1.4	Bestimmung der Schichtwiderstände	139
7.2	Shunt in der Oberzelle	145
7.2.1	Literaturrecherche	145
7.2.2	Lumineszenz-Bilder einer Zelle mit Shunts	147
7.2.3	SPICE Modell mit Shunt in der Oberzelle	150
7.2.4	Bestimmung des Shuntwiderstands	150
7.2.5	Simulierte J-U-Kennlinie mit Shunt	154
8	Ortsaufgelöste Serienwiderstandsbestimmung	157
8.1	Motivation	157
8.2	Lokaler Serienwiderstand $R_{s,xy}$	160
8.2.1	Definition	160
8.2.2	Literaturrecherche	160
8.3	Einflüsse auf $R_{s,xy}$ einer Mehrfachzelle	165
8.3.1	Simulation der grundlegenden Eigenschaften von $R_{s,xy}$	166
8.4	Lumineszenzbasierte Theorie zur Bestimmung von $R_{s,xy}$	172
8.4.1	Oberzellenlimitierte Theorie	174
8.4.2	Mittelzellenlimitierte Theorie	179
8.5	Experimentelle Ergebnisse	183
8.5.1	Oberzellenlimitierte Ergebnisse	185
8.5.2	Mittelzellenlimitierte Ergebnisse	192
9	Zusammenfassung und Ausblick	197
9.1	Zusammenfassung	197
9.2	Ausblick	200
A	LTspice Netzliste einer Dreifachsolarzelle	i
B	Abbildungsverzeichnis	iii
C	Tabellenverzeichnis	xv

D Literaturverzeichnis	xvii
Veröffentlichungsliste	xxix
Danksagungen	xxxi

Abstract

Camera based electro- and photoluminescence characterization of solar cells, mainly out of silicon, has become a very powerful tool in the development and manufacturing of solar cells for the last years. Especially its spatial resolution, non-destructiveness and fast measurement times make it attractive for several applications. In this work the development of a corresponding setup for GaInP₂/Ga(In)As/Ge triple-junction solar cells and first characterization methods together with theoretical simulations are presented. For the multi-junction solar cells luminescence measurements have the additional benefit of direct access to individual subcells.

The setup includes three monochromatic light sources for the optical excitation of single subcells. Special optics in front of these light sources provides a homogeneous intensity over the whole solar cell area. A Si-camera is used for acquiring luminescence images of the top and middle cells and a second one with a HgCdTe sensor is used for the bottom cell. Finally, dielectric filters are placed in front of the camera lenses to separate the luminescence signal originating from the different subcells and to block reflected light from external light sources.

The reciprocity relation [Rau12] is verified for the GaInP₂/Ga(In)As/Ge triple-junction solar cell in an integral and spectral manner with respect to electro- and photoluminescence. This basic property is used to gain spatially resolved voltage information of the subcells. Furthermore, the special character of luminescence imaging applied to multi-junction solar cells is discussed. Local inhomogeneities in one subcell, like shunts, influence the overall current distribution and consequently the luminescence images of all subcells.

Next to this electrical coupling of the subcells there is an optical coupling as well. This means that a photon out of radiative recombination in one subcell is absorbed in the subcell underneath and creates a photocurrent there. As the amount of emitted photons, in other words the luminescence intensity, is linked to the voltage over the pn-junction, the optical coupling current is exploited to obtain voltage information of the emitting subcell. The presented setup with its monochromatic light sources can be used to measure this optical coupling current, if the corresponding subcell is

not illuminated externally. Together with the photocurrent in the overlaying subcell, which is measurable via an IV curve as well, a theoretical relation between the two saturation currents of the two diode model for the subcell and the efficiency of the optical coupling is determined. To fix the absolute values of the dark saturation currents a current-voltage-pair for each subcell is needed. During a short light pulse the open circuit voltage of an individual subcell for a defined photocurrent is measurable. Doing this, the capacitance of the non-illuminated subcells is used to take the necessary measurement current. Finally, all dark IV parameters of the three subcells including the optical coupling efficiencies are determined precisely.

These dark IV parameters are important inputs for a three dimensional network model based on SPICE. This model is amongst others used to simulate luminescence images of the whole solar cell area. To account for local inhomogenities in this context, different sizes for the nodes are implemented. The sheet resistances between the pn-junctions, responsible for lateral currents, are determined by adjusting the simulated electroluminescence profile perpendicular to the gridlines to the real measurement. In a next step, local shunts are analysed quantitatively. This is shown on a top cell shunt, whose luminescence intensity profiles across the defect position are compared to the network simulations.

Regarding spatially resolved characterization, a camera based method for measuring the local series resistance is developed. Its basic idea is to keep the local top cell voltage for two different illumination conditions constant by tuning the external voltage. This leads to an independence against local variations in the dark IV parameters, which is a huge benefit and verified experimentally on a partly electron irradiated cell. Interrupted gridlines, the top cell sheet resistance and the ohmic resistance of the gridlines itself were identified to be the main contributions to the local series resistance. With respect to the multi-junction concept of the solar cells used in this work, the influence of the limiting subcell on the local series resistance was analyzed experimentally and by simulations as well. For middle cell limited conditions in comparison to a top cell limitation the local series resistance is increased in between of two gridlines and decreased next to them. The reason can be found in a partial lateral current flow in between of the top and middle cells pn-junctions for the middle cell limitation.

Kapitel 1

Einleitung

Angesichts des prognostizierten Klimawandels und der Endlichkeit fossiler Energieträger wird seit etlichen Jahren ein großes Augenmerk auf die Entwicklung und Installation erneuerbarer Energien gelegt. In Deutschland bekräftigt zusätzlich der beschlossene Ausstieg aus der Atomenergie diesen Trend. Neben Windenergie, Biomasse und weiteren Möglichkeiten spielt die Photovoltaik dabei eine wesentliche Rolle. Im Laufe der Jahrzehnte haben sich dabei viele verschiedene Materialsysteme und Technologiekonzepte entwickelt, die kontinuierlich ihre Wirkungsgrade verbessern, wie dies in Abbildung 1.1 zu sehen ist [Gre15]. Der terrestrische Markt wird allerdings überwiegend von Siliziumsolarzellen dominiert, welche aufgrund der weltweiten Massenproduktion preiswert angeboten werden können. In der Raumfahrt, die allgemein eine der ersten technischen Anwendungen von Solarzellen darstellte, werden hingegen seit mehreren Jahren nahezu ausschließlich Mehrfachsolarzellen aus III-V Halbleitern eingesetzt. Ein Foto eines typischen Solargeneratorflügels für einen modernen Telekommunikationssatelliten, der mit $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As/Ge}$ -Dreifachsolarzellen belegt ist, ist in Abbildung 1.2 zu sehen. Aufgrund des besseren Wirkungsgrades und der erhöhten Widerstandsfähigkeit gegen kosmische Strahlung im Vergleich zu Silizium-Solarzellen ist der Einsatz von III-V-Mehrfachsolarzellen im Weltall zu bevorzugen. Angesichts von dem immer noch großen Potenzial zur Steigerung der Wirkungsgrade dieser Klasse von Solarzellen, ist deren verbreitete Anwendung neben der Raumfahrt auch in Form von Konzentratorsystemen in sonnenreichen Gebieten der Erde zu erwarten.

Unabhängig von der Art der Solarzelle sind sowohl während der Entwicklungsphase im Labormaßstab als auch später in der großtechnischen Herstellung verschiedene Charakterisierungsmöglichkeiten notwendig. Neben der klassischen Messung unter einem Blitzlicht- oder Konstantlichtsonnensimulator sind unter anderem zur Optimierung und Prozesskontrolle auch die Messung weiterer Solarzelleneigenschaften

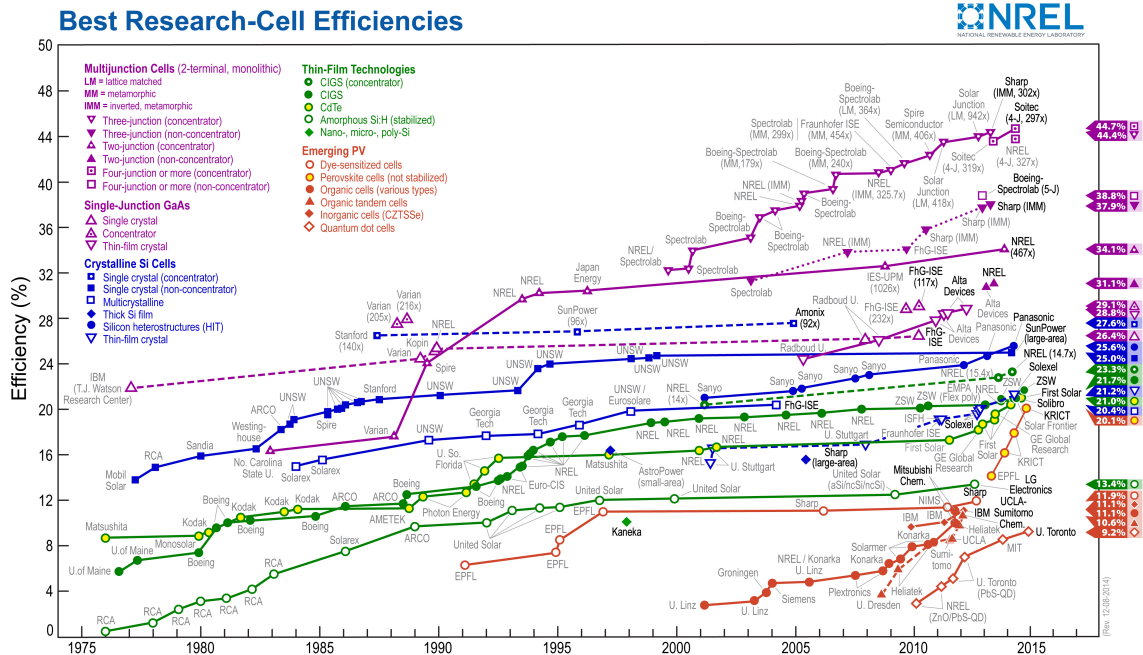


Abbildung 1.1: Historische Entwicklung der Laborwirkungsgrade verschiedener Solarzellentechnologien, zur Verfügung gestellt von National Renewable Energy Laboratory, Golden, CO.

erforderlich. Solarzellen sind dabei im Gegensatz zu nahezu allen anderen Halbleiterbauelementen relativ großflächig, was auch eine orts aufgelöste Charakterisierung von Nöten macht. Als besonders geeignete Methode hat sich dabei die kamerabasierte Elektro- und Photolumineszenzcharakterisierung herausgestellt. Diese schnelle und zerstörungsfreie Messung, welche auch in die Fertigungsprozesse von Solarzellen integriert werden kann, hat sich für Silizium-Einfachsolarzellen weitgehend etabliert [Tru07a]. Verschiedenste wichtige Solarzellenparameter wie Minoritätsladungsträgerlebensdauern [Tru06], Diffusionslängen [Fuy05], Serienwiderstand (siehe Abschnitt 8.2.2), Shunts (siehe Abschnitt 7.2.1) sowie andere Defekte [Mac08], [Ost00] und Zellbrüche [Tak06] lassen sich damit orts aufgelöst bestimmen. Neben einer großen Mehrheit von Veröffentlichungen, die sich mit der Lumineszenzcharakterisierung von Silizium-Solarzellen befassen, gibt es auch einige mit organischen [See12] oder CIGS-Solarzellen [Kir07].

Ziel dieser Arbeit war es, die kamerabasierte Elektro- und Photolumineszenzcharakterisierung von III-V-Mehrfachsolarzellen aufzubauen und erste Messmethoden zu entwickeln. Bei Mehrachsolarzellen kommt dabei zu den schon erwähnten Vorteilen der Lumineszenzcharakterisierung noch die Tatsache hinzu, dass es eine der wenigen



Abbildung 1.2: Ein Flügel eines typischen Solargenerators für Telekommunikationssatelliten belegt mit $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzellen. Photograph: Jürgen Dannenberg, ©Astrium GmbH.

Messungen ist, die explizit Rückschlüsse auf individuelle Teilzellen zulässt. Zu Beginn werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen sowohl von Mehrfachsolarzellen als auch von der Lumineszenzcharakterisierung vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt anschließend die in der Arbeit verwendeten experimentellen Methoden. Insbesondere wird dabei auf den Elektro- und Photolumineszenzmessplatz eingegangen, der im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaut wurde. Die fundamentalen theoretischen Eigenschaften der Lumineszenzcharakterisierung sind in Kapitel 4 für die $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzelle verifiziert. Zusätzlich werden im Rahmen dessen die besonderen Eigenheiten von Mehrfachsolarzellen bei der kamerabasierten Lumineszenzmessung aufgezeigt. Kapitel 5 erläutert den Aufbau verschiedener SPICE-Modelle, welche für diverse Simulationszwecke in den darauf folgenden Themengebieten Verwendung finden. Als einer der zentralen Bausteine dieser Arbeit wird in Kapitel 6 eine auf optischer Kopplung beruhende Methode vorgestellt, die es ermöglicht, die J-U-Parameter aller Teilzellen mit hoher Präzision zu bestimmen. Basierend auf derart bestimmten J-U-Parametern können mit einem dreidimensionalen Netzwerkmodell sowohl Schichtwiderstände als auch lokale Shunts

quantitativ bestimmt werden, wie dies in Kapitel 7 zu finden ist. Der orts aufgelöste Serienwiderstand wird in Kapitel 8 für eine ober- und eine mittelzellenlimitierte Beleuchtungssituation anhand mehrerer Lumineszenzbilder bestimmt. Abschließend werden in Kapitel 9 die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche Erweiterungen und Ergänzungen für zukünftige Mehrfachsolarzellen mit mehr als drei Teilzellen gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel stellt die allgemeinen und theoretischen Grundlagen für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse bereit. Abschnitt 2.1 befasst sich dabei mit den prinzipiellen Eigenschaften von Solarzellen und erläutert die Besonderheiten von Mehrfachsolarzellen. Die theoretischen Zusammenhänge für die lumineszenzbasierte Charakterisierung von Solarzellen werden anschließend in Abschnitt 2.2 eingeführt.

2.1 Solarzellen

Solarzellen sind elektrische Bauteile, die Energie von Photonen, üblicherweise von der Sonne stammend, in elektrische Energie umwandeln. Im Laufe der Jahre haben sich angefangen von kristallinen Solarzellen über Dünnschichtsolarzellen hin zu alternativen Solarzellkonzepten der sogenannten dritten Generation verschiedenste theoretische und technologische Solarzellentypen entwickelt [Wag10]. Im Rahmen dieser Arbeit soll dabei nur auf monokristalline Diffusionsolarzellen eingegangen werden, deren physikalische Prozesse auch die Grundlage für die im Wesentlichen verwendete GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle darstellen.

2.1.1 Funktionsprinzip einer pn-Einfachsolarzelle

Das Banddiagramm mit Leitungsbandunterkante (LB) und Valenzbandoberkante (VB) eines abrupten pn-Übergangs mit den entsprechenden physikalischen Vorgängen, die für eine Solarzelle maßgeblich sind, ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Auf technologische Feinheiten soll dabei nicht eingegangen werden.

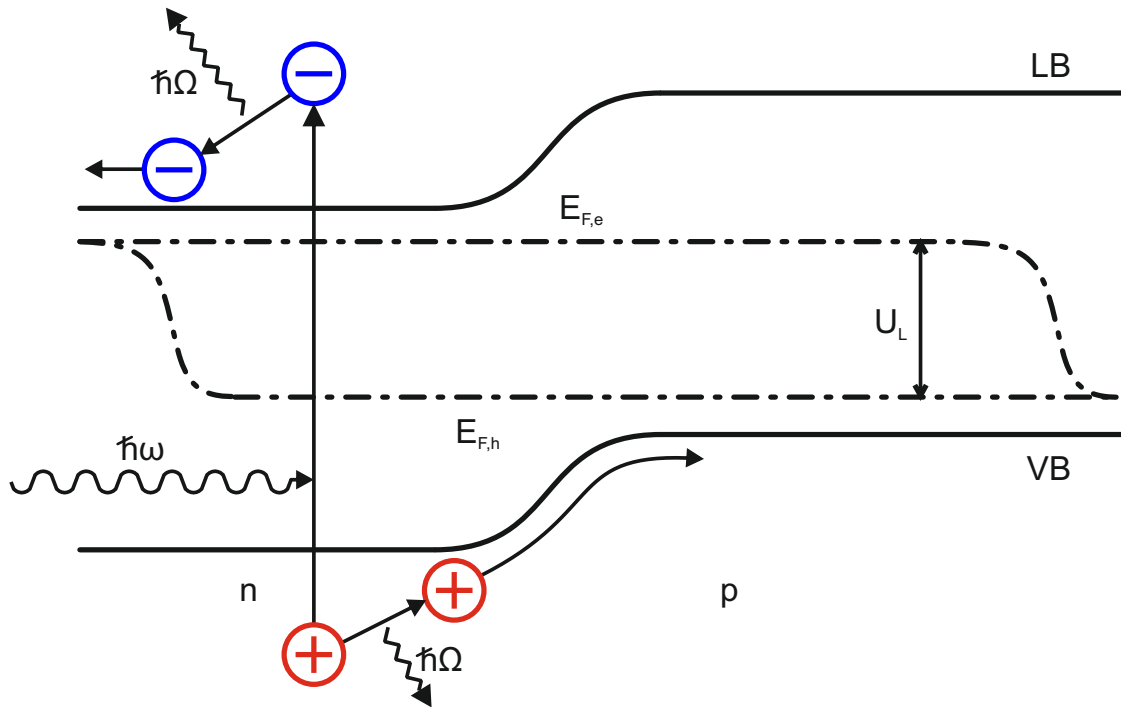


Abbildung 2.1: Banddiagramm einer *pn*-Einfachsolarzelle unter Beleuchtung mit den entsprechenden Prozessen: Absorption, Thermalisation und Extraktion.

Absorption

Der erste wesentliche Prozess ist die Absorption eines Photons, wobei dessen Energie E folgendermaßen bestimmt ist:

$$E = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.1)$$

mit dem reduzierten Plank'schen Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$, der Kreisfrequenz ω , der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ des Photons. Der photonenenergieabhängige Absorptionskoeffizient $\alpha(E)$ und die Dicke d der Halbleiterschicht bzw. der Solarzelle bestimmen nach dem Lambert-Beer'schen-Gesetz die absorbierte Photonenzahl N_{absorb} :

$$N_{\text{absorb}} = N_{\text{einfall}} \left(1 - e^{-\alpha(E)d}\right) \quad (2.2)$$

wobei N_{einfall} die einfallenden Photonen sind und in diesem Fall Reflexionsverluste nicht berücksichtigt sind. Der Absorptionskoeffizient ist hauptsächlich vom Halbleitermaterial und damit der Bandlücke, aber auch von dessen Dotierung und Temperatur, abhängig. Unterhalb der Bandlückenenergie kann in guter Näherung angenommen werden, dass keine Absorption stattfindet. Oberhalb der Bandlücke E_B ist das energie-

abhängige Verhalten von $\alpha(E)$ davon beeinflusst, ob der Halbleiter wie beispielsweise Silizium (Si) eine indirekte oder wie Galliumarsenid (GaAs) eine direkte Bandlücke aufweist. Für einen direkten Halbleiter gilt:

$$\alpha \propto (E - E_B)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Im Gegensatz dazu gilt für einen indirekten Halbleiter:

$$\alpha \propto (E - E_B - \hbar\Omega)^2 \quad (2.4)$$

wobei $\hbar\Omega$ die Energie des Phonons ist, das aufgrund der Impulserhaltung bei der Absorption im indirekten Halbleiter beteiligt sein muss. Die Absorptionsstärke in der Nähe der Bandlücke ist insgesamt für eine direkte Bandlücke aber um etwa einen Faktor 1000 größer [Gru06]. Deshalb liegt die Dicke bei Si-Solarzellen typischerweise um 200 μm und bei GaAs-Solarzellen bei nur wenigen Mikrometern [Wag10].

Thermalisation und Exzitonenaufspaltung

Durch die photogenerierten Überschussladungsträger befindet sich der Halbleiter in einem Nicht-Gleichgewichtszustand. Die Energieverteilung der Elektronen und Löcher begibt sich allerdings durch Stöße mit dem Kristallgitter, was der Emission und Absorption von Phononen mit einer Energie $\hbar\Omega$ entspricht, innerhalb von etwa 10^{-12}s in einen Quasi-Gleichgewichtszustand [Wür00]. Dieser als Thermalisation bezeichnete Prozess ist in Abbildung 2.1 durch die Ladungsträger an den Bandkanten und die Quasi-Fermi-Niveaus $E_{F,e}$ für Elektronen und $E_{F,h}$ für die Löcher beschrieben. Nach der Thermalisation befindet sich das generierte Elektron-Loch-Paar aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung noch in einem gebundenen Zustand, dem sogenannten Exziton. Für anorganische Halbleiter ist die Dielektrizitätszahl allerdings so groß, dass die Exzitonendbindungsenergie typischerweise deutlich kleiner als die thermische Energie von 25 meV bei 300 K liegt und das Exziton thermisch in ein freies Elektron und Loch aufgespalten wird [Gru06].

Separation und Extraktion

Um nutzbare elektrische Energie zu gewinnen, ist anschließend eine Separation und Extraktion der Elektronen und Löcher notwendig. Für freie Ladungsträger gibt es dabei im Wesentlichen zwei Gründe für eine Bewegung: ein elektrisches Feld verursacht einen sogenannten Driftstrom und ein Gradient in der Ladungsträgerkonzentration führt zu einem Diffusionsstrom. In einer Solarzelle mit abruptem pn-Übergang, wie sie in Abbildung 2.1 beschrieben wird, liegt lediglich in der Raumladungszone ein elektrisches Feld vor, was durch die Bandverbiegung gekennzeichnet ist. Die Ausdehnung w der Raumladungszone kann dabei folgendermaßen berechnet werden [Gru06]:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) U_D} \quad (2.5)$$

mit der Dielektrizitätszahl ϵ_r , der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 , der Elementarladung e , der Dotierkonzentrationen N_A und N_D im p- und n-Halbleiter und der Diffusionsspannung U_D . Die Diffusionsspannung hängt ebenfalls von den Dotierkonzentrationen ab:

$$U_D = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.6)$$

mit der Boltzmannkonstante k , der Temperatur T und der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i für den jeweiligen Halbleiter. Für einen typischen GaAs-Solarzellenaufbau mit $N_A = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $N_D = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [Ste11] und $\epsilon_r=13,1$ sowie $n_i = 1,8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich bei 300 K eine Breite der Raumladungszone von 152 nm. Im Vergleich zur Gesamtdicke des absorbierenden GaAs-Materials von $3,7 \mu\text{m}$ ist folglich nur in einer sehr dünnen Schicht ein elektrisches Feld vorhanden. Für Si-Solarzellen ergeben sich ähnliche Breiten für die Raumladungszone und bei einer erheblich dickeren Gesamtzelle ist das Verhältnis noch drastischer. Daher ist der Ladungsträgertransport hauptsächlich durch Diffusion bestimmt und es wird bei pn-Solarzellen auch von Diffusionssolarzellen gesprochen. Für die Effizienz der Solarzelle ist damit die Diffusionslänge L_n und L_p der Elektronen bzw. Löcher von entscheidender Bedeutung. Nur Minoritätsladungsträger, das heißt Löcher in der als Emitter bezeichneten n-Schicht und Elektronen in der p-Schicht, die als Basis bezeichnet wird, die innerhalb ihrer Diffusionslänge den pn-Übergang erreichen, können dort aufgrund des elektrischen Feldes separiert und nachfolgend an externen Kontakten extrahiert werden. Da insbesondere auch bei Silizium die Elektronen eine größere Minoritätsladungsträgerdiffusionslänge haben, wird wie in Abbildung 2.1 angedeutet, üblicherweise eine dünne n-Schicht, die zur Sonne gerichtet ist, und eine dickere p-Schicht verwendet.

2.1.2 J-U-Kennlinie einer Einfachsolarzelle

Ein für Solarzellen sehr wichtiges Bewertungskriterium ist die J-U-Kennlinie, die im Dunklen oder unter Beleuchtung gemessen werden kann. Für einen unbeleuchteten, idealen pn-Übergang gilt die Shockley-Gleichung [Sze81]:

$$J = J_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.7)$$

mit der Sättigungssperrstromdichte J_0 :

$$J_0 = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \quad (2.8)$$

wobei D_p und D_n die Diffusionskonstanten der Löcher bzw. Elektronen sind. n_{p0} ist die Gleichgewichtselektronendichte auf der p-Seite und p_{n0} ist umgekehrt die Gleichgewichtslöcherdichte im n-Bereich des pn-Übergangs. Die Diffusionskonstante ist zugleich mit der Lebensdauer τ der jeweiligen Überschussladungsträger verknüpft:

$$D_i = \frac{L_i^2}{\tau_i} \text{ mit } i = n, p. \quad (2.9)$$

Im Falle einer durch zusätzliche Beleuchtung hervorgerufenen Photostromdichte J_{Ph} , wird diese nach dem Superpositionsprinzip vom sogenannten Dunkelstrom in Gleichung 2.7 abgezogen [Lin79]:

$$J = J_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - J_{Ph}. \quad (2.10)$$

Da die Photostromdichte dem Gesamtstrom bei $U=0$ V entspricht, was als Kurzschluss bezeichnet wird, ist für eine Einfachsolarzelle die Kurzschlussstromdichte J_K gleich J_{Ph} . Eine theoretische Dunkel- und Hellkennlinie ist in Abbildung 2.2 in linearer und halblogarithmischer Auftragung dargestellt. Aufgrund des exponentiellen Verhaltens ist für gewisse Zwecke die halblogarithmische Darstellung zu bevorzugen, wobei der Absolutbetrag der Stromdichte gezeigt ist, um auch das Rückwärtsverhalten zu sehen. Neben der Kurzschlussstromdichte J_K ist auch die Leerlaufspannung U_L bei $J=0$ als zweiter charakteristischer Größe der Hellkennlinie eingezeichnet. Die Leerlaufspannung entspricht, wie in Abbildung 2.1 angedeutet, dabei der Aufspaltung der beiden Quasi-Fermi-Niveaus.

Die elektrische Leistung der Solarzelle entspricht dem Produkt aus Strom und Spannung. Ein Verbraucher kann damit im vierten Quadranten des J-U-Diagramms der Solarzelle elektrische Energie entziehen. Der Punkt auf der Hellkennlinie, an dem

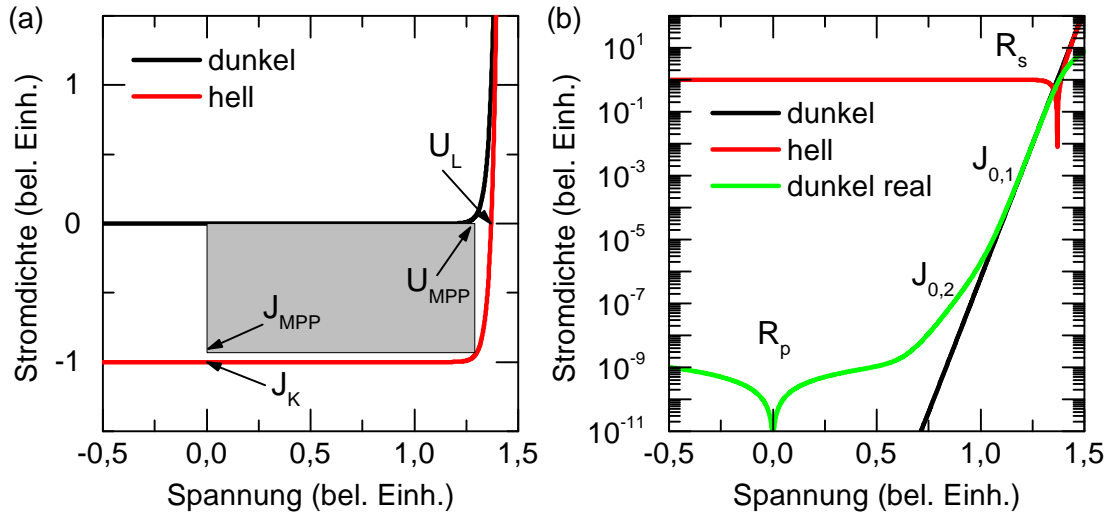


Abbildung 2.2: Strom-Spannungs-Kennlinien mit charakteristischen Werten einer idealen Solarzelle im dunklen und beleuchteten Zustand in linearer (a) und halblogarithmischer (b) Darstellung. Zusätzlich die Dunkelkennlinie einer realen Solarzelle nach dem Zweidiolenmodell inklusive Parallel- und Serienwiderstand.

die maximale elektrische Energie entzogen werden kann (engl. maximum power point, MPP), ist in Abbildung 2.2(a) durch das graue Rechteck mit den zugehörigen Strom- und Spannungswerten J_{MPP} und U_{MPP} symbolisiert. Neben Kurzschlussstromdichte und Leerlaufspannung ist der Füllfaktor FF eine weitere charakteristische Größe der Solarzelle:

$$FF = \frac{U_{MPP} J_{MPP}}{U_L J_K}. \quad (2.11)$$

Er erreicht für gute Solarzellen Werte von bis zu 0,9. Der Wirkungsgrad η ist das Verhältnis von maximal entziehbarer Leistung zur einfallenden Lichtleistung P_{Licht} :

$$\eta = \frac{U_{MPP} J_{MPP}}{P_{Licht}} = FF \frac{U_L J_K}{P_{Licht}}. \quad (2.12)$$

Der Wirkungsgrad einer Einfachsolazelle ist abgesehen von technologischen und praktischen Gründen bereits physikalisch stark limitiert. Die Begrenzung besteht einerseits darin, dass Photonen des Sonnenspektrums mit einer Energie kleiner der Bandlücke nicht absorbiert werden können. Andererseits geht sehr viel Energie durch Thermalisation verloren, da jedes Photon maximal eU_L zum Energieertrag beitragen kann. Nach dem detailed balance Ansatz von Shockley und Queisser, das keine Absorption unter der Bandlücke, 100 % Absorption oberhalb der Bandlücke, eine ideale Diode nach Gleichung 2.7 und ausschließlich strahlende Rekombination annimmt, ergibt sich für eine Si-Solarzelle ein maximaler Wirkungsgrad von 30 % bei einem

Schwarzkörperspektrum mit 6000 K [Sho61]. Die Bandlücke von 1,12 eV für Silizium ist dabei nahezu ideal für das Sonnenspektrum.

Für eine reale Solarzelle gibt es aufgrund zahlreicher Ursachen mehrere typische Abweichungen von dieser idealen Kennlinie, weshalb der theoretische Maximalwirkungsgrad nicht erreicht wird. Die Shockley-Gleichung 2.7 vernachlässigt wegen des abrupten pn-Übergangs Rekombinationen in der Raumladungszone, was insbesondere bei Halbleitern mit größerer Bandlücke zu Abweichungen führt. Kompensiert wird dies durch einen zweiten exponentiell spannungsabhängigen Term mit Sättigungssperrstromdichte J_{02} [Wag10]:

$$J = J_{01} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) + J_{02} \left(e^{\frac{eU}{2kT}} - 1 \right) - J_{Ph} \quad (2.13)$$

wobei J_{01} der Sättigungssperrstromdichte in der neutralen Zone und damit Gleichung 2.8 entspricht. Dies wird als Zweiodenmodell bezeichnet.

Der Vorderseitenkontakt der Solarzelle, der wegen möglichst geringer Abschattung der Zellfläche üblicherweise aus einem Sammelbalken mit dünnen Kontaktfingern besteht, verursacht neben dem ohmschen Widerstand des Halbleiters insbesondere bei hohen Stromdichten einen Serienwiderstandsverlust. Außerdem können Defekte oder Verunreinigungen im Halbleitermaterial zu meist lokalen Überbrückungen des pn-Übergangs führen, was als Parallelwiderstand (engl. shunt) R_P beschrieben werden kann. Für die entsprechende J-U-Charakteristik gilt [Wag10]:

$$J = J_{01} \left(e^{\frac{e(U-JR_s)}{kT}} - 1 \right) + J_{02} \left(e^{\frac{e(U-JR_s)}{2kT}} - 1 \right) + \frac{U - JR_s}{R_P} - J_{Ph}. \quad (2.14)$$

Das vollständige elektrische Ersatzschaltbild einer realen Einfachsolarzelle ist in Abbildung 2.3 gezeigt. In Abbildung 2.2 (b) ist zu der idealen Dunkelkennlinie nach

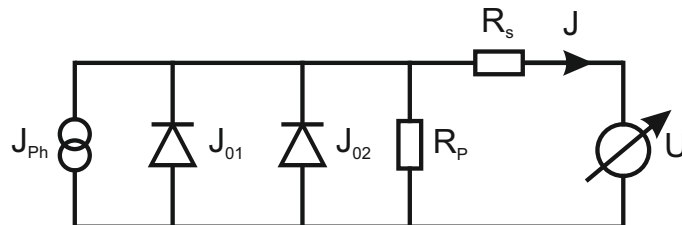


Abbildung 2.3: Ersatzschaltbild einer realen Einfachsolarzelle mit Zweiodenmodell J_{01} und J_{02} , Photostromdichte J_{Ph} sowie Serien- R_s und Parallelwiderstand R_P .

Gleichung 2.7 auch eine Dunkelkennlinie nach dem Zweiodenmodell mit Serien- und Parallelwiderstand gezeigt. Abhängig vom Spannungsbereich treten die unter-

schiedlichen Komponenten in Erscheinung. Für kleine Spannungen ist die Kennlinie im Wesentlichen vom Parallelwiderstand dominiert. Mit zunehmender Spannung macht sich der exponentielle Term, der die Rekombination in der Raumladungszone beschreibt und durch J_{02} charakterisiert ist, bemerkbar. Für weiter steigende Spannungen folgt die Kennlinie der idealen Shockley-Gleichung mit J_{01} , ehe das exponentielle Stromwachstum durch den Serienwiderstand R_s begrenzt wird.

2.1.3 GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle

Zur Überwindung des limitierten Wirkungsgrades von Einfachsolarzellen gibt es zahlreiche Ansätze. Das Konzept von Mehrfachsolarzellen, die mehrere Solarzellen aus verschiedenen Halbleitern und damit unterschiedlichen Bandlücken aufeinander stapeln, um Thermalisations- und Transmissionsverluste zu verringern, erzielt dabei aktuell die höchsten Wirkungsgrade von bis zu 46,0 % unter konzentriertem Sonnenlicht [Gre15]. Verbindungshalbleiter aus der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems, sogenannte III-V-Halbleiter, deren bekanntester Vertreter GaAs ist, eignen sich hierfür besonders. Sie können über metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. metal organic vapour phase epitaxy, MOVPE) in hoher Materialqualität gewachsen werden, bieten über verschiedene Kombinationen ein großes Spektrum an Bandlücken und haben aufgrund der meist direkten Bandlücke hohe Absorptionskoeffizienten [Dim07]. In Abbildung 2.4 ist schematisch der Vorteil einer GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle im Vergleich zu Si-Einfachsolarzelle unter dem AM0 (engl. air mass zero) Spektrum [AST13], das dem Sonnenspektrum oberhalb der Erdatmosphäre entspricht, dargestellt. In dieser Darstellung ist angenommen, dass jedes Photon mit einer Energie größer der Bandlücke absorbiert wird und ein Elektron-Loch-Paar mit der typischen MPP-Spannung extrahiert werden kann. Im Vergleich zur Si-Einfachsolarzelle reduziert die GaInP₂-Ober- und die Ga(In)As-Mittelzelle die Thermalisationsverluste und die Ge-Untierzelle wegen der kleineren Bandlücke von 0,66 eV im Vergleich zu 1,12 eV beim Silizium die Transmissionsverluste.

Die genaue Wahl der Halbleiterzusammensetzung ist bei diesem Solarzellentyp, der in der Raumfahrt und terrestrisch in Konzentratorsystemen Anwendung findet, auf eine möglichst genaue Gitteranpassung auf Germanium getrimmt. Germanium dient dabei als Substrat und Untierzelle zugleich. Für die exakte stöchiometrische Zusammensetzung der Halbleiter sind in der Literatur leichte Variationen zu finden. Für die Galliumindiumphosphid-Zelle wird Ga_{0,50}In_{0,50}P [Bet09] und Ga_{0,49}In_{0,51}P [Dim06]

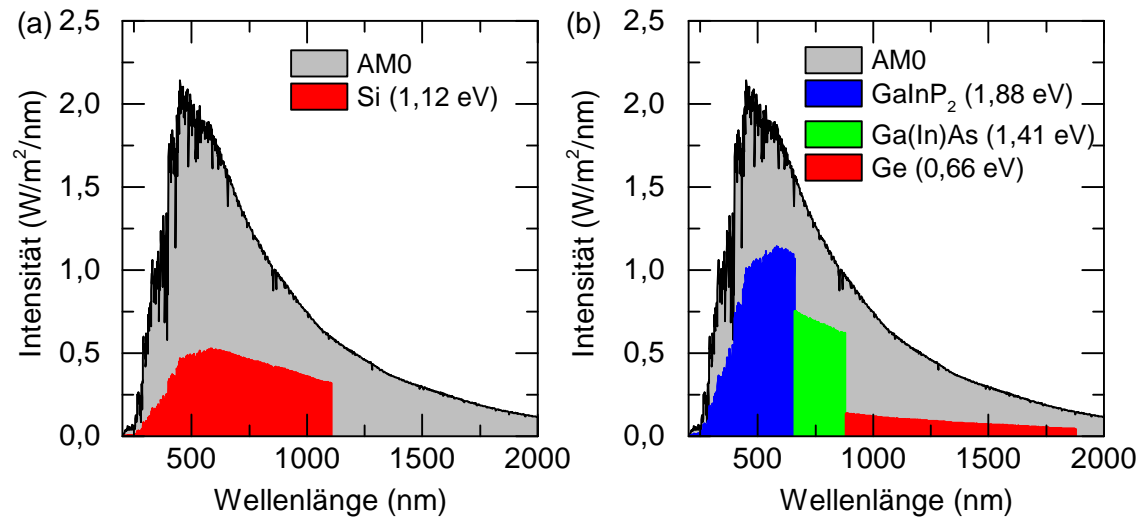


Abbildung 2.4: AM0-Spektrum [AST13] mit dem Energieanteil, den eine Si-Solarzelle (a) und eine gitterangepasste GaInP₂/Ga(In)As/Ge (b) in elektrische Energie umwandeln kann. Dazu wird 100 % Quanteneffizienz und eine typische MPP-Spannung angenommen [Bau07a].

aufgeführt. Für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse spielt die exakte Zusammensetzung keine Rolle und es wird daher im Folgenden von GaInP₂ gesprochen. Durch eine gezielte Unordnung im Gruppe-III Untergitter wird dabei eine möglichst große Bandlücke von etwa 1,88 eV erreicht [Kin02]. Die Mittelzelle aus GaAs hat zumeist einen kleinen Indium-Anteil mit Ga_{0,99}In_{0,01}As, um die Gitteranpassung zu optimieren und wird nachfolgend mit Ga(In)As gekennzeichnet. Abbildung 2.5 zeigt ein Foto einer GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit einer Gesamtfläche von 30,18 cm², wie sie gegenwärtig in der Raumfahrt eingesetzt wird und auch in dieser Arbeit verwendet wurde.

Physikalische Grundlagen und Aufbau der Dreifachsolarzelle

GaInP₂ und Ga(In)As besitzen eine direkte Bandlücke, was zu hohen Absorptionskoeffizienten und kleinen Solarzeldicken führt. Dadurch werden insbesondere hochenergetische Photonen sehr oberflächennah absorbiert. Um starke Oberflächenrekombination zu verhindern, wird daher auf den Emitter eine sogenannte Fensterschicht gewachsen. Dadurch werden ansonsten nicht abgesättigte Bindungen, die als starke Rekombinationszentren wirken, abgesättigt. Die Fensterschicht wird aus Halbleitern mit großer Bandlücke, wie zum Beispiel AlInP₂, gewachsen, um keine parasitäre Absorption zu verursachen. Wie im Banddiagramm in Abbildung 2.6 (a) angedeutet,

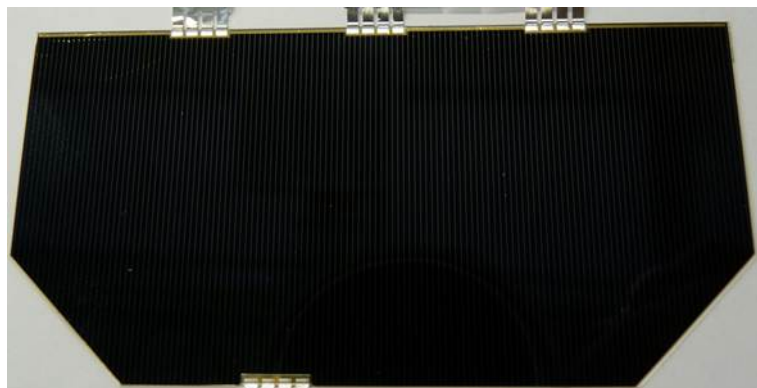


Abbildung 2.5: *GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit einer Gesamtfläche von 30,18 cm².*

entsteht durch die hochdotierte Fensterschicht ein elektrisches Vorderseitenfeld (engl. front surface field, FSF), das photogenerierte Löcher im Emitter daran hindert, über den n-Kontakt verloren zu gehen. Sie werden sozusagen am FSF reflektiert. Um den selben Effekt an der Rückseite zu bekommen, wird ein äquivalentes hochdotiertes Rückseitenfeld (engl. back surface field, BSF) unterhalb der Basis gewachsen. Dadurch werden, wie ebenfalls in Abbildung 2.6 (a) dargestellt, die Elektronen an der Zellrückseite reflektiert.

Die Mehrfachszelle hat trotz mehrerer Teilzellen nur je einen externen Kontakt auf der n-Seite der obersten und der p-Seite der untersten Teilzelle. Die Teilzellen sind über Tunnelnioden monolithisch in Serie verschaltet. Ein entsprechender Ausschnitt aus dem Banddiagramm zwischen zwei Teilzellen ist in Abbildung 2.6 (b) gezeigt, wobei aus Übersichtlichkeitsgründen auf das BSF und FSF verzichtet ist. Die Tunnelnioden bestehen aus zwei sehr dünnen und entartet dotierten Halbleiterschichten. Aufgrund der hohen Dotierung ist die Raumladungszone nach Gleichung 2.5 sehr dünn und ein Durchtunneln ist für die Ladungsträger schon bei minimalstem Spannungsabfall möglich [Gru06].

Das vereinfachte Banddiagramm einer Dreifachsolarzelle mit den pn-Übergängen und Tunnelnioden ist im beleuchteten Zustand in Abbildung 2.7 dargestellt. Die energiereichsten Photonen des Sonnenspektrums werden in der obersten Teilzelle mit der größten Bandlücke absorbiert und generieren dort ein Elektron-Loch-Paar. Das Elektron wird an einem ohmschen Vorderseitenkontakt extrahiert. Das verbleibende Loch tunnelt zu einem Elektron in der Mittelzelle, das durch ein entsprechendes Photon, welches in der Mittelzelle absorbiert wurde, entstanden ist. Das Elektron eines dritten Elektron-Loch-Paares, welches in der Unterzelle generiert wurde, vollzieht den Tunnelprozess zum verbleibenden Loch in der Mittelzelle, sodass das übrige Loch in

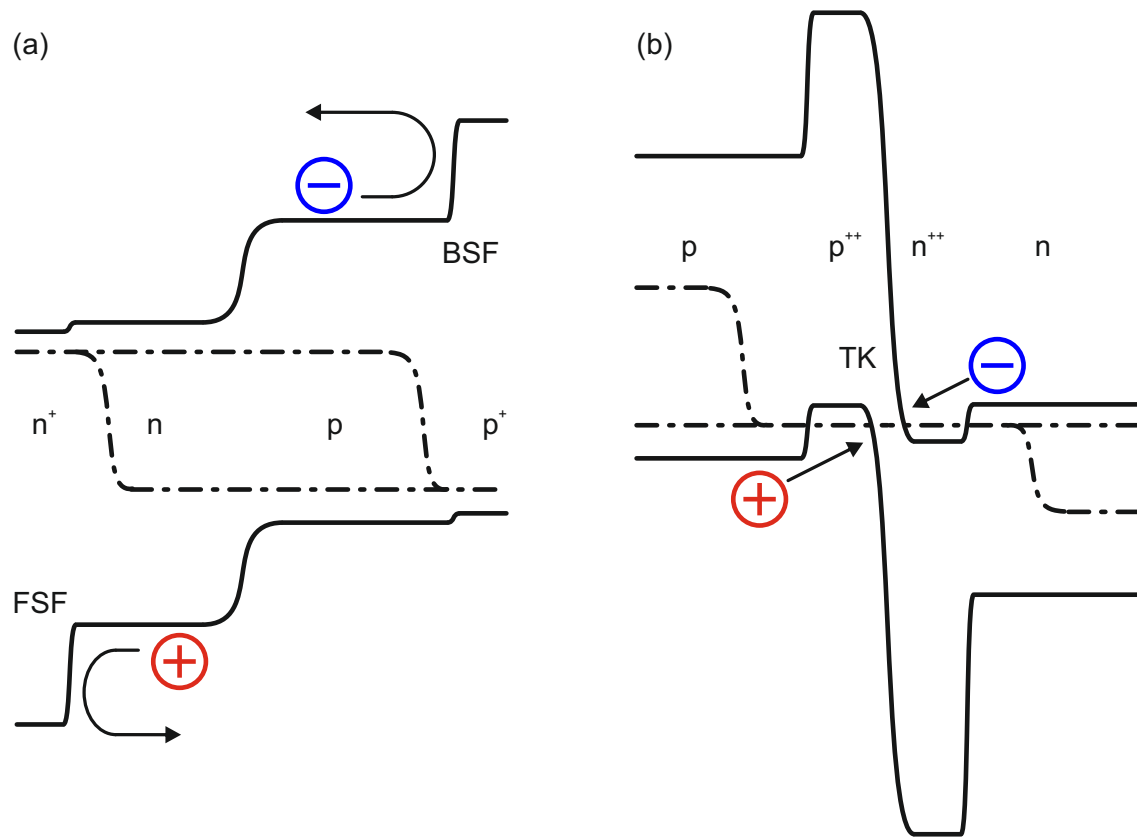


Abbildung 2.6: (a) Effekt von Vorderseiten- (engl. front surface field, FSF) und Rückseitenfeld (engl. back surface field, BSF) auf die jeweiligen Minoritätsträger. (b) Schematisches Banddiagramm und Funktionsprinzip eines Tunnelkontakts (TK) zwischen zwei Teilzellen einer Mehrfachsolarzelle. Aus Übersichtlichkeitsgründen ist das FSF und BSF nicht dargestellt.

der Unterzelle am externen Rückseitenkontakt extrahiert werden kann. Letztendlich wird damit in jeder Teilzelle ein absorbiertes Photon benötigt, um ein Elektron-Loch-Paar zu extrahieren. Bei einer Dreifachsolarzelle gibt es daher drei relevante Photoströme, je Teilzelle einen, wobei nur der kleinste experimentell zugänglich ist. Im Gegensatz zur Einfachsolarzelle entspricht dieser Gesamtphotostrom auch nicht dem Kurzschlussstrom, da unter Kurzschlussbedingungen $U=0\text{V}$ die limitierende Teilzelle, die den Gesamtphotostrom bestimmt, wegen des Überschussphotostromes der beiden anderen Teilzellen mit einer negativen Spannung beaufschlagt ist. Dadurch setzt sich der Kurzschlussstrom aus dem Photostrom und einem gewissen Rückwärtsstrom der limitierenden Teilzelle zusammen. Um ein Maximum an elektrischer Energie zu extrahieren, wären die Bandlücken idealerweise so zu wählen, dass in jeder Teilzelle gleich viele Photonen absorbiert würden und damit jede Teilzelle den selben Photostrom generiert. In diesem Fall wird von einer stromangepassten

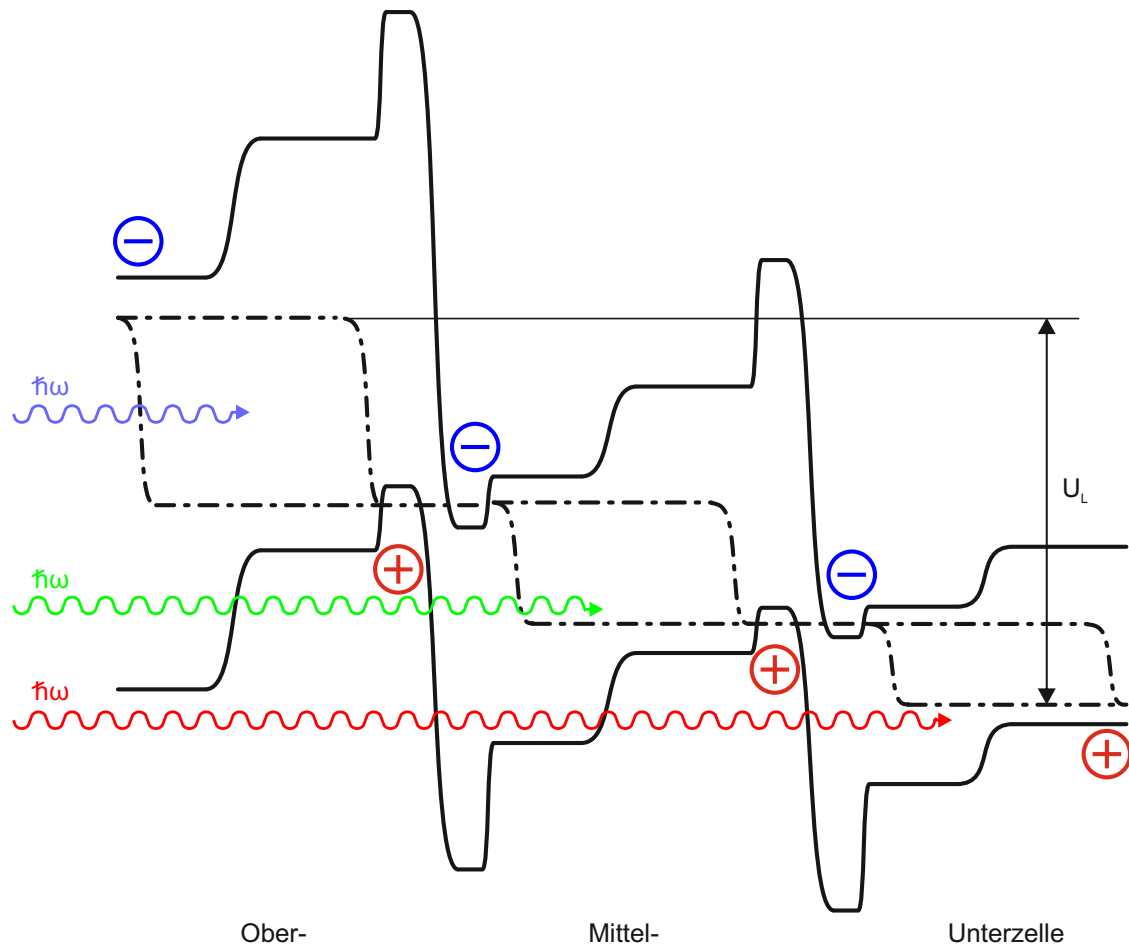


Abbildung 2.7: Schematisches Banddiagramm einer beleuchteten Dreifachsolarzelle unter Vernachlässigung von BSF und FSF.

Mehrfachsolarzelle gesprochen. Im Gegenzug zum verkleinerten Gesamtphotostrom der Mehrfachzelle im Vergleich zur Einfachszelle, summiert sich allerdings die Leerlaufspannung aller drei Teilzellen auf.

Für die gitterangepasste GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit Bandlücken von 1,88 eV, 1,41 eV und 0,66 eV gilt keine Stromanpassung. Insbesondere die Ge-Unterzelle erzeugt einen deutlichen Überschuss an Photostrom, der nicht extrahiert werden kann. Die Ober- und Mittelzelle liefern unter dem AM0-Spektrum hingegen ähnliche Photostromdichten. In der Weltraumanwendung führt die kosmische Strahlung zu einer Degradation der Solarzellen [Bau07a]. Die Ga(In)As-Mittelzelle degradiert dabei am stärksten, weshalb die GaInP₂-Oberzelle dünner ausgelegt wird, damit auch ein Teil der Photonen, die eigentlich in der Oberzelle absorbiert werden könnten, in die Mittelzelle transmittiert werden. Es wird in diesem Zusammenhang von einer Teiltransparenz der Oberzelle gesprochen. Dadurch wird am Ende der Weltraummission eine bestmögliche Stromanpassung zwischen der Ober- und Mittel-

zelle erreicht. Zu Beginn der Mission ist die GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle damit unter AM0-Bedingungen aber durch den Photostrom der Oberzelle limitiert [Meu05].

Der gesamte Schichtaufbau einer typischen GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle ist in Abbildung 2.8 gezeigt. Die drei pn-Übergänge der Teilzellen, wobei Ober- und

Ag		
Deckschicht	ARS	
n ⁺ - AlInP ₂	Fensterschicht	
n - GaInP ₂	Emitter	Oberzelle
p - GaInP ₂	Basis	
p ⁺ - GaInP ₂	BSF	
p ⁺⁺ - GaAs	Tunnelkontakt	
n ⁻ - GaAs	Tunnelkontakt	
n ⁺ - GaInP ₂	Fensterschicht	
n - Ga(In)As	Emitter	Mittelzelle
p - Ga(In)As	Basis	
p ⁺ - GaInP ₂	BSF	
p ⁺⁺ - GaAs	Tunnelkontakt	
n ⁻ - GaAs	Tunnelkontakt	
n - GaAs	Anwachsschicht	
n - Ge	Emitter	Untierzelle
p - Ge	Basis	
Ag	Rückseitenkontakt	

Abbildung 2.8: Typischer, nicht maßstäblicher Schichtaufbau einer GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle [Zim06].

Mittelzelle ein zusätzliches FSF und BSF besitzen, sind wie erwähnt durch zwei Tunnelknoten monolithisch in Serie geschaltet. Aus epitaktischen Gründen wird auf dem Germaniumsubstrat zuerst eine GaAs-Nukleationsschicht gewachsen. Zur Reduktion des Vorderseitenkontaktwiderstands und zum Schutz vor dem Metallaufdampfen befindet sich unter dem Silberkontakt eine hochdotierte GaAs-Schicht, die als Deckschicht (engl. cap layer) bezeichnet wird. Außerdem befindet sich auf der Vorderseite der Zelle eine Antireflexschicht (ARS), die Reflexionsverluste bestmöglich reduziert.

Komponentenzellen

Aufgrund der monolithischen Serienschaltung der Dreifachzelle, die beispielsweise keinen direkten Zugriff auf die Teilzellspannungen ermöglicht, ist es für die Charakte-

risierung unter gewissen Umständen angebracht, mit sogenannten Komponentenzellen zu arbeiten. Deren schematischer Schichtaufbau ist in Abbildung 2.9 vereinfacht dargestellt. Die wesentliche Eigenschaft besteht darin, dass nur ein aktiver pn-Übergang

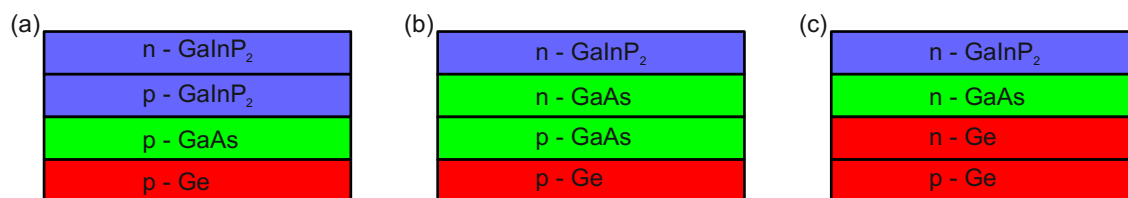


Abbildung 2.9: Schematischer Schichtaufbau einer (a) Ober-, (b) Mittel- und (c) Unterkomponentenzelle.

vorhanden ist, aber die optischen Eigenschaften äquivalent zur entsprechenden Dreifachzelle sind. Dementsprechend gibt es drei verschiedene Komponentenzellen einer Dreifachzelle. Eine Mittelkomponentenzelle zeigt exemplarisch betrachtet die Dunkelkennlinie einer Ga(In)As-Einfachsolarzelle, aber unter Beleuchtung einen deutlich reduzierten Photostrom, da die GaInP₂-Schicht oberhalb, welche die optischen Eigenschaften der Oberzelle repräsentiert, den kurzwelligen Teil des Sonnenspektrums wegfiltert. Der Photostrom entspricht damit vielmehr dem Photostrom, der in der Mittelzelle einer Dreifachzelle generiert wird.

2.2 Elektro- und Photolumineszenz

Durch verschiedenste Anregungsmechanismen, wie beispielsweise Injektion von Strom, Beleuchtung oder Bestrahlung mit Elektronen, können in einem Halbleiter Überschussladungsträger generiert werden. Dieser angeregte Zustand strebt über Rekombinationsprozesse wieder einem Gleichgewichtszustand entgegen. Die Rekombinationsprozesse können dabei im Wesentlichen in strahlende und nicht-strahlende Rekombination aufgeteilt werden. Bei nicht-strahlender Rekombination kann die Überschussenergie der Ladungsträger einerseits über Phononenemission, äquivalent zur Thermalisation, abgebaut werden. Defektzustände in der Bandlücke, wie beispielsweise durch Verunreinigungen generiert, begünstigen diesen Prozess dabei erheblich. In diesem Zusammenhang ist auch die im vorherigen Abschnitt erwähnte Oberflächenrekombination aufzuzählen, welche durch Oberflächendefektzustände, wie nicht abgesättigte Bindungen, gekennzeichnet ist. Andererseits kann die Energie eines angeregten Elektron-Loch-Paares nicht-strahlend über Auger-Rekombination direkt auf einen freien Ladungsträger übertragen werden. Dieser Prozess ist insbesondere

bei großen freien Ladungsträgerkonzentrationen von Bedeutung [Wür00].

Für die in dieser Arbeit vorgestellte Solarzellencharakterisierung ist allerdings nur die strahlende Rekombination von Interesse. Bei den in einer Solarzelle typischerweise vorherrschenden Ladungsträgerdichten handelt es sich dabei ausschließlich um spontane Emission. Dies entspricht dem inversen Prozess der Absorption eines Photons. Für die Rate spontaner Emission von Photonen R_{sp} in einem im Gleichgewicht befindlichen Halbleiter gilt nach van Roosbroeck und Shockley [Roo54]:

$$R_{sp} \propto \alpha(E) \cdot \frac{E^2}{e^{\frac{E}{kT}} - 1}. \quad (2.15)$$

1964 haben Lasher und Stern für R_{sp} in einem direkten Halbleiter zusätzlich die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus ΔE_F berücksichtigt [Las64]:

$$R_{sp} = \frac{\alpha(E)n^2}{\pi^2 c^2 \hbar^3} \cdot \frac{E^2}{e^{\frac{E - \Delta E_F}{kT}} - 1} \quad (2.16)$$

wobei n dem Brechungsindex entspricht. Würfel hat den Photonen ein chemisches Potential zugeordnet und daraus ein verallgemeinertes Kirchhoff'sches Strahlungsgesetz für nicht-thermische Strahlung, das auch für indirekte Halbleiter gilt, formuliert [Wür82], [Wür95]:

$$j_\gamma = \frac{\alpha(E)}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \cdot \frac{E^2}{e^{\frac{E - \Delta E_F}{kT}} - 1} \quad (2.17)$$

wobei j_γ dem emittierten Photonenstrom entspricht. Allgemein wird dabei als Lumineszenz bezeichnet, dass die Überschussenergie eines angeregten Zustandes in Form von nicht-thermischer Photonenemission abgegeben wird. Abhängig von der Art der Anregung wird von Elektrolumineszenz (EL) gesprochen, wenn die Überschussladungsträger über elektrischen Strom injiziert werden und von Photolumineszenz (PL) im Falle von photogenerierten Elektron-Loch-Paaren.

Mit wachsendem Interesse und Verbesserungen an Silizium-Solarzellen, sowie der zeitgleichen Weiterentwicklung von hochauflösenden und hochempfindlichen Nahinfrarotkameras, wurde die kamerabasierte Lumineszenzcharakterisierung von Solarzellen zu einer sehr wichtigen Charakterisierungstechnik [Tru11]. Den Anfang stellte 2005 Fuyuki *et al.* mit einer orts aufgelösten Bestimmung der Minoritätsladungsträgerdiffusionslänge an polykristallinen Si-Solarzellen mittels EL-Bildern dar [Fuy05]. Die erste PL-basierte Charakterisierung von Si-Wafern veröffentlichte Trupke *et al.* im Jahre 2006 [Tru06]. Der typische experimentelle Aufbau eines kamerabasierten EL- und PL-Messplatzes für Si-Solarzellen wird von Hinken *et al.* beschrieben [Hin11]. Eine Zellbrucherkennung über EL-Bilder für GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen

wurde ebenfalls 2006 von Zimmermann vorgestellt [Zim06].

Die theoretische Grundlage für eine quantitative Auswertung von EL-Bildern formulierte Rau mit der Reziprozitätsrelation [Rau07]:

$$\phi(U, E, T) = EQE(E, T) \cdot \phi_{BB}(E, T) \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.18)$$

welche die EL-Intensität ϕ mit der externen Quanteneffizienz (EQE) der Solarzelle und der Spannung U am pn-Übergang verknüpft. ϕ_{BB} entspricht dabei der Schwarzkörperstrahlung:

$$\phi_{BB}(E) = \frac{2\pi E^2}{h^3 c^2} \cdot e^{-\frac{E}{kT}}. \quad (2.19)$$

Zur Beschreibung von EL und PL wurde die Reziprozitätsrelation 2012 um einen additiven Term ϕ_K erweitert, der der Lumineszenzintensität unter Kurzschlussbedingungen entspricht [Rau12]:

$$\phi(U, E, T) = \phi_K(E, T) + EQE(E, T) \cdot \phi_{BB}(E, T) \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.20)$$

Für reine EL ohne externe Beleuchtung gilt entsprechend $\phi_K=0$.

Eine kamerabasierte Lumineszenzmessung von Solarzellen liefert dabei keine spektrale Information über den Lumineszenzpeak, sondern detektiert die integrale Lumineszenzintensität Φ . Die integrale Reziprozitätsrelation lautet dementsprechend:

$$\Phi(U, T) = \Phi_K(T) + C(T) \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.21)$$

mit

$$\Phi_K(T) = A \int \phi_K(E, T) dE \quad (2.22)$$

und

$$C(T) = A \int EQE(E, T) \cdot \phi_{BB}(E, T) dE \quad (2.23)$$

wobei A Detektor- und Filtereigenschaften vereint.

Bei typischen Messspannungen von größer 1,2 V für die GaInP₂-Oberzelle, größer 0,8 V für die Ga(In)As-Mittelzelle und größer 0,1 V für die Ge-Untierzelle (siehe Abschnitt 4.2) kann bei einer festen Messtemperatur von 300 K die Boltzmannnäherung verwendet werden:

$$\Phi(U) = \Phi_K + C \cdot e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (2.24)$$

Diese integrale Reziprozitätsrelation bildet die Grundlage für alle in dieser Arbeit gezeigten quantitativen Auswertungen.

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

Dieses Kapitel befasst sich mit den experimentellen Messmethoden aufgrund derer die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse gewonnen wurden. Abschnitt 3.1 beschreibt dabei detailliert den Elektro- und Photolumineszenzaufbau der im Rahmen der Promotion aufgebaut wurde, sowie dessen integrierten Charakterisierungsmöglichkeiten. Auf das Messprinzip der externen Quanteneffizienz (EQE), insbesondere im Hinblick auf Mehrfachsolarzellen, wird in Abschnitt 3.2 näher eingegangen. Die zur Bestimmung der Transmissionseigenschaften der optischen Filter verwendete UV/Vis und NIR Transmissionsspektroskopie wird in Abschnitt 3.3 kurz erläutert.

3.1 Elektro- und Photolumineszenzmessplatz

Als ein wesentlicher Teil der Doktorarbeit wurde ein Messplatz zur Elektro- und Photolumineszenzcharakterisierung von bis zu $8 \times 4 \text{ cm}^2$ großen GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen für Raumfahrtanwendung (siehe Abschnitt 2.1.3) entwickelt und aufgebaut. Der entsprechende Aufbau und die darin beinhalteten Messmöglichkeiten werden im Folgenden vorgestellt.

3.1.1 Aufbau

Ein Foto des Innenbereichs des Messaufbaus ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Im unteren zentralen Bereich befindet sich der Messblock zur elektrischen Kontaktierung der Zelle. Dieser galvanisch mit Gold überzogene Messblock beinhaltet ein Kanalsystem mit kleinen Öffnungen an der Oberseite, wodurch mittels Unterdruck die Zelle auf dem Block angesaugt werden kann und somit einen hervorragenden elektrischen

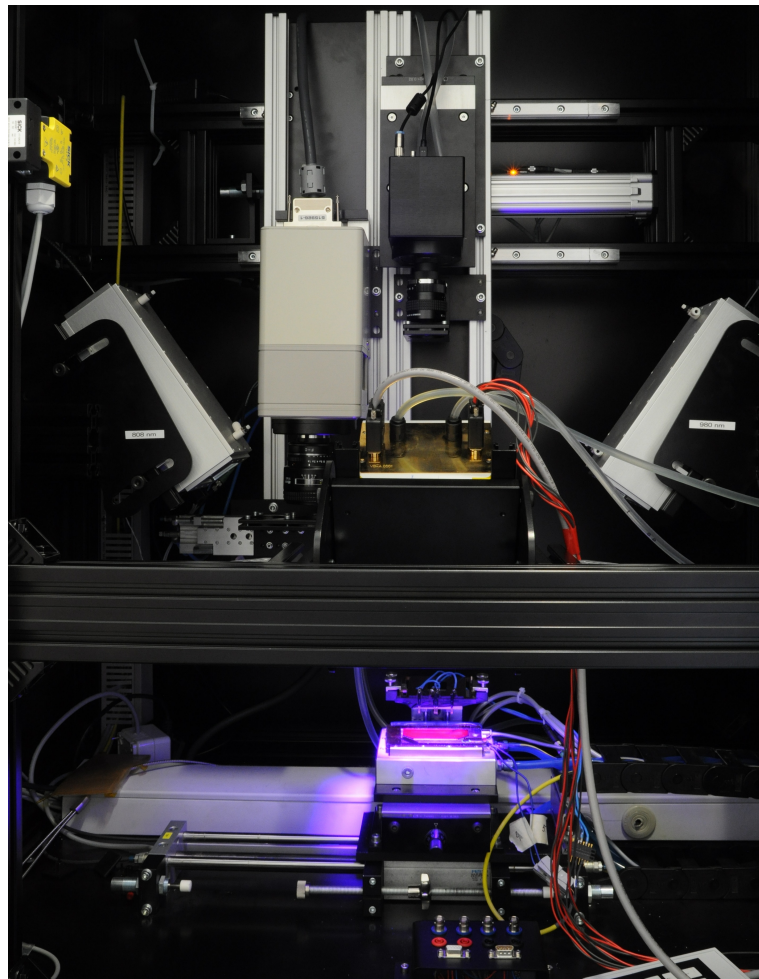


Abbildung 3.1: Innenansicht des im Rahmen der Promotion aufgebauten EL- und PL-Messplatzes unter Oberzellenanregung mittels des 405 nm LED-Arrays.

und thermischen Kontakt hat. Ein zweites Kanalsystem im Messblock ist an einen wasserbetriebenen Umwälzthermostaten angeschlossen, um die Temperatur konstant zu halten. Die Regelung erfolgt dabei auf einen externen Pt100-Temperatursensor, der auf den Messblock aufgeklebt ist. Wenn nicht anders erwähnt, sind im nachfolgenden alle Messungen bei 300 K durchgeführt. Die elektrische Vorderseitenkontaktierung erfolgt über vergoldete Kontaktstifte, die pneumatisch auf die an der Solarzelle vorgesehenen Kontaktflächen gedrückt werden. Der Vorder- und Rückseitenkontakt ist doppelt zu einem 4-Quadranten Strom-Spannungs-Messgerät bzw. -Quelle (engl. Sourcemeter) geführt um eine Vierleitermessung zu ermöglichen (siehe Abschnitt 3.1.4). Dieses Sourcemeter wird zur Anregung für die EL verwendet und kann im Falle von externer Beleuchtung auch als Stromsenke dienen.

Für die PL-Anregung ist für jede der drei Teilzellen eine monochromatische Lichtquelle vorhanden, die ausschließlich in der entsprechenden Teilzelle absorbiert wird

und mit dem Lumineszenzspektrum der Solarzelle nicht überlappt. Das vollständige Spektrum von Anregungs- und Lumineszenzwellenlängen aller drei Teilzellen ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Zur besseren Darstellbarkeit ist die Höhe der einzelnen Peaks nicht im richtigen Verhältnis zueinander wiedergegeben. Zur Anregung der

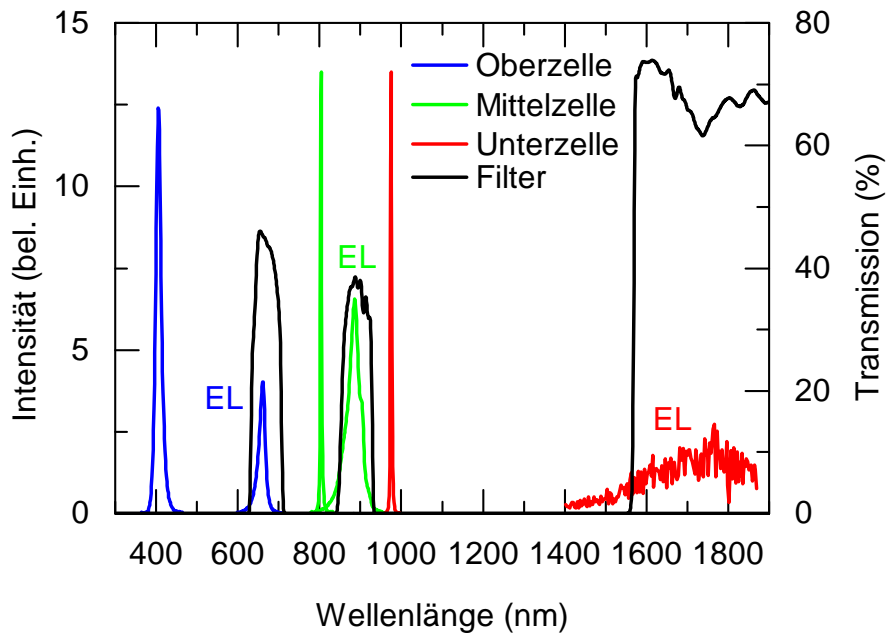


Abbildung 3.2: Spektrum der im Aufbau auftretenden Wellenlängen in nicht-maßstäblicher Skalierung. In blau die 405 nm Anregungs- und 660 nm Lumineszenzwellenlänge der Oberzelle. Grün bzw. rot sind die jeweiligen Spektren für die Mittel- (803 nm/885 nm) und Unterzelle (975 nm/1750 nm) dargestellt. Die schwarzen Kurven zeigen die Transmissionskennlinien der entsprechenden optischen Filter.

GaInP₂-Oberzelle wird ein Array aus 144 Hochleistungs-LEDs mit einer Zentralwellenlänge von 405 nm verwendet. Das LED-Array befindet sich in dem goldfarbigem Gehäuse in Abbildung 3.1. Auf diesem Foto ist das LED-Array eingeschaltet und das blaue Anregungslicht mit 405 nm und die rote PL der Oberzelle mit 660 nm ist gut zu erkennen. Die Abstrahlcharakteristik der LED-Lichtquelle entspricht der eines Lambert'schen Strahlers. Um eine möglichst homogene Intensitätsverteilung auf die gesamte Zellfläche von maximal 8x4 cm² zu erreichen, ist eine Homogenisierungsoptik vorgeschaltet, die auf einem Mikrolinsenarray basiert und auch den schrägen Einfallswinkel korrigiert. Am Austrittsfenster der Optik ist ein zusätzlicher Kurzpassfilter angebracht, um langwellige Emissionslinien der LEDs zu blockieren. Trotz dieser optimierten Optik ist eine gewisse Inhomogenität hinsichtlich Leistungsdichte festzustellen. Im Zellmittelpunkt ist die maximale Intensität und diese fällt nach außen leicht ab. In den äußersten Ecken einer 8x4 cm² Fläche ist die Intensität um

knapp 30 % reduziert. Für eine Fläche von $4 \times 4 \text{ cm}^2$ ist die Abweichung an den Ecken jedoch nur noch 15 % und mit abnehmender Fläche immer noch kleiner. Für die Homogenität

$$H = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.1)$$

ergibt sich für die $8 \times 4 \text{ cm}^2$ Fläche mit den entsprechenden Intensitätswerten $H=17,1 \%$. Dabei handelt es sich um einen Kompromiss aus Homogenität und Leistungsdichte, da ein größerer/kleinerer Abstand des LED-Arrays eine bessere/schlechtere Homogenität aber geringere/höhere Leistungsdichte mit sich bringt. Das LED-Array ist außerdem mit einer Wasserkühlung modifiziert, um eine möglichst hohe Lichtleistung zu erhalten. Die maximale optische Gesamtleistung der LED-Lichtquelle beträgt damit 23,5 W. Angesteuert wird das LED-Array über eine Software und zugehörigem LED-Treiber der mit einem 8bit A/D-Wandler für die Leistung arbeitet. Daher können 256 verschiedene Leistungen von 8 mW/cm^2 bis 80 mW/cm^2 auf der Zellfläche eingestellt werden. Damit können abhängig von der EQE bei 405 nm Photoströme in der Oberzelle von etwa dem 1,1-fachem AM0-Wert erreicht werden. Aufgrund der relativ hochenergetischen Photonen emittieren manche Materialien wie Papier oder Kunststoffe breitbandiges Fluoreszenzlicht unter Beleuchtung mit dem 405 nm LED-Array. Dies ist durch geeignete Materialwahl bestmöglich vermieden, um keine störende Einflüsse, insbesondere auf die Lumineszenzbilder der Oberzelle, zu bekommen.

Die optische Anregung der Ga(In)As-Mittelzelle und der Ge-Untierzelle erfolgt durch zwei Laserdiodensysteme mit 803 nm bzw. 975 nm. Die Laserdioden befinden sich außerhalb des eigentlichen Messraumes und werden in optische Fasern eingekoppelt, die in die Messkammer zu einer Homogenisierungsoptik führen, welche in Abbildung 3.1 rechts und links zu sehen sind. Die Optiken erzeugen eine beleuchtete Fläche von $9 \times 9 \text{ cm}^2$ und einer Homogenität $H < 7,5 \%$. Die Beleuchtungsflächen aller drei Lichtquellen überlappen sich dabei vollständig. Die Laserleistung kann in Schritten von 0,1 W geregelt werden und erreicht maximal 35,8 W für den 803 nm Laser und 35,7 W für den 975 nm Laser. Auf der Zellfläche kann damit maximal eine Leistungsdichte von 200 mW/cm^2 bei 803 nm und 210 mW/cm^2 bei 975 nm gewährleistet werden, was abhängig von den entsprechenden EQE-Werten bei der Anregungswellenlänge etwa zu einem 6-fachen AM0-Photostrom für die Mittelzelle und einem 4-fachen AM0-Photostrom für die Untierzelle führt. Beide Laser werden für die Lumineszenzcharakterisierung als Dauerstrichlaser betrieben, können aber für zeitaufgelöste Messungen, wie in Abschnitt 3.1.5 beschrieben, auch gepulst betrieben werden.

Da beide Laser in Laserklasse 4 eingestuft sind und auch das LED-Licht für Augen

und Haut gefährlich ist, sind in der Anlage strenge Laserschutzvorkehrungen zu treffen. Im Standardmessbetrieb ist die Gehäusetür durch einen doppelt kodierten Türkontaktschalter abgesichert, sodass alle Lichtquellen mittels Interlocksystem automatisch abgeschaltet werden, sobald die Türe geöffnet wird. Damit ist der EL- und PL-Aufbau der ungefährlichen Laserklasse 1 zuzuordnen. Für Justagezwecke ist es allerdings erforderlich bei geöffneter Gehäusetüre zu arbeiten, wie dies auch in Abbildung 3.1 der Fall ist. Hierfür kann mit einem Schlüsselschalter der Türkontaktschalter überbrückt werden. Dabei ist es zwingend erforderlich mit Laserschutzbrillen zu arbeiten. In diesem Zustand ist die Messanlage Laserklasse 4 zuzuordnen und der gesamte Raum ist als Laserschutzraum zu betreiben, das heißt es leuchten Laserwarnlampen und der Zutritt durch Unbefugte ist über einen entsprechenden Kontaktschalter an der Raumentüre und das Interlocksystem der Laser abgesichert.

Zur Aufnahme der Lumineszenzbilder werden eine Silizium-Kamera für die Ober- und Mittelzellbilder, sowie eine zweite Kamera mit HgCdTe Sensor, der im Vergleich zum Si-Sensor eine kleinere Bandlücke aufweist und damit Photonen aus strahlender Rekombination im Germanium der Unterzelle detektieren kann, verwendet. Auf die Eigenschaften beider Kameras wird detailliert im nachfolgenden Abschnitt eingegangen. Sie sind höhenverstellbar montiert, um bei verschiedenen Zellgrößen eine optimale Ausnutzung der Bildgröße zu erreichen. Da sich die Kameras nebeneinander befinden, kann immer nur eine von beiden verwendet werden. Für EL-Bilder ist es möglich den Messblock samt Zelle pneumatisch zwischen beiden Kameras zu verfahren. Da die Lichtquellen aber auf eine feste Position ausgerichtet sind, ist es im Falle von PL-Aufnahmen notwendig die Kameras zu verfahren, was durch einen zweiten pneumatisch betriebenen Schlitten realisiert ist. Vor den Kameraobjektiven befinden sich optische Interferenzfilter, deren Transmissionskurven in Abbildung 3.2 zu sehen sind. Sie transmittieren jeweils nur das Lumineszenzspektrum einer Teilzelle und blockieren alle Anregungswellenlängen sowie die Lumineszenz der beiden anderen Teilzellen. Die Filter für Ober- bzw. Mittelzellbilder können ebenfalls softwaregesteuert mittels pneumatischem Schlitten gewechselt werden.

3.1.2 Kamerabasierte Lumineszenzmessung

Die zentrale Messmethode in dieser Arbeit ist die bildgebende Lumineszenzcharakterisierung mittels Kameras. Exemplarisch sind in Abbildung 3.3 die EL-Bilder aller drei Teilzellen einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ großen GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle bei einem Gesamtstrom von 100 mA für die Ober- und Mittelzelle sowie 500 mA für die Unterzelle gezeigt. Trotz des fünffach erhöhten Stromes ist eine deutlich schlech-

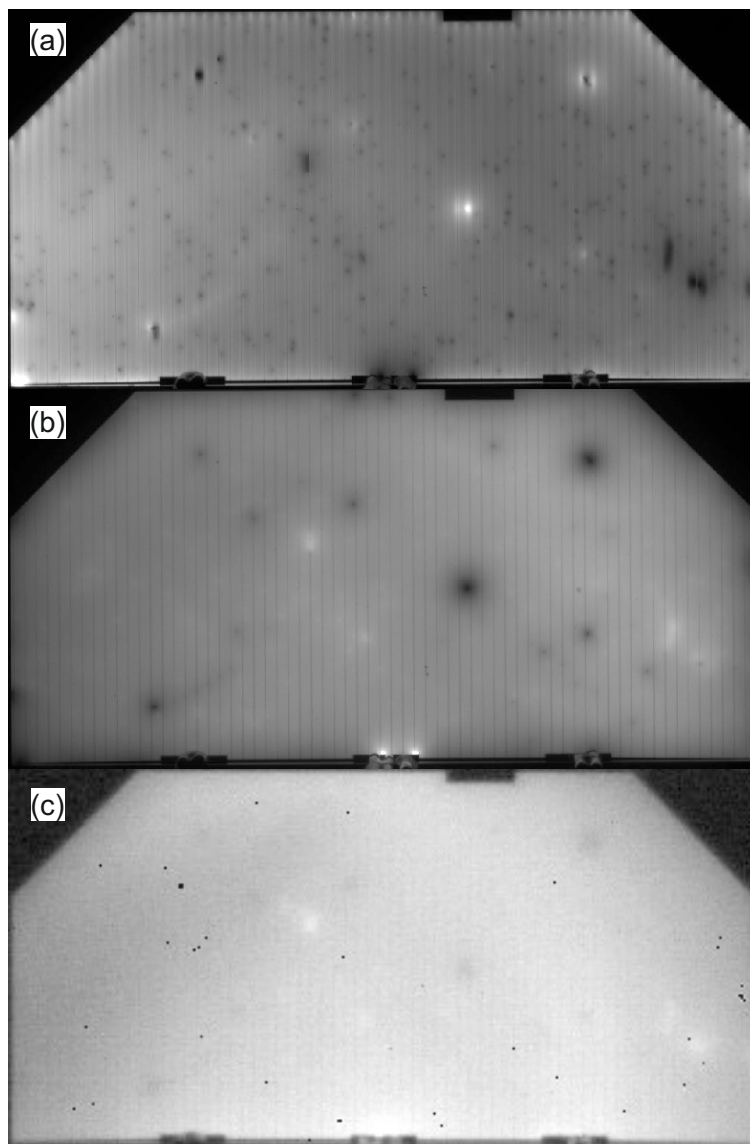


Abbildung 3.3: EL-Bilder der Ober- (a), Mittel- (b) und Unterzelle (c) einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzelle bei 100 mA Gesamtstrom für die Ober- und Mittelzelle sowie 500 mA für die Unterzelle.

tere Bildqualität der Unterzellenaufnahme zu erkennen, was einerseits an der um Größenordnungen geringeren Photonenzahl aus Germanium aufgrund der indirekten Bandlücke und andererseits an der geringeren Auflösung der HgCdTe-Kamera liegt. Die schwarzen Bildpunkte im Unterzellenbild resultieren aus übersteuerten Pixeln des CCD-Kamerasensors und sind daher keine realen Zelleffekte.

Si-Kameras

Da sowohl GaInP₂ als auch Ga(In)As eine größere Bandlücke als Silizium hat, können Photonen aus der Ober- und Mittelzelle mit einem Siliziumsensor detektiert werden, welche kommerziell aufgrund der zahlreichen Anwendungen in hoher Qualität verfügbar sind. Für den Großteil der Arbeit wurde eine 1 Megapixel CCD (engl. charge-coupled device) Kamera mit 16 bit Auflösung verwendet. Gegen Ende der Promotionszeit wurde diese durch eine 4 Megapixel CMOS (engl. complementary metal oxide semiconductor) Kamera mit ebenfalls 16 bit Auflösung ersetzt. Im Folgenden werden die Eigenschaften und Unterschiede beider Si-Kameras erläutert.

Die 16 bit Auflösung bedeutet, dass jedes Pixel einen Wert zwischen 0 und 65535 annehmen kann, die in einem .tif Bild abgespeichert werden. Da die Lumineszenzintensität nach der Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.24 exponentiell von der Spannung abhängt, reicht dieser Wertebereich aber nicht für verschiedenste Anregungsstärken aus. Zur Aufnahme von Lumineszenzbildern mit Intensitäten, die sich um mehrere Größenordnungen unterscheiden können, kann daher zusätzlich die Belichtungszeit oder die Blende am Kameraobjektiv angepasst werden. Für die CCD-Kamera können Belichtungszeiten von 20 ms bis 5 s und für die CMOS-Kamera von 3 ms bis 10 s eingestellt werden. Das Objektiv hat eine Lichtstärke von 1,8 mit Blendenstufen 1,8 / 2,8 / 4 / 5,6 / 8 / 11 und 16. Die Pixelwerte beinhalten dabei allerdings nicht nur die gewünschte Lumineszenzintensität, sondern auch das Rauschen des Kamerasensors, welches subtrahiert werden muss, um eine quantitative Aussage über die reine Lumineszenzintensität treffen zu können. Dazu wird ein sogenanntes Nullbild in absoluter Dunkelheit aufgenommen. Der Mittelwert aller Pixel aus dem Nullbild bei verschiedenen Belichtungszeiten ist für beide Kameras in Abbildung 3.4 aufgetragen. Für beide Kameras ist das Nullbild im ganzen Bereich unabhängig von der Belichtungszeit, was den großen Vorteil hat, dass ein Nullbild für alle Lumineszenzbilder verwendet werden kann, unabhängig von den jeweiligen Kameraeinstellungen.

Die Standardabweichung für die Pixelwerte des Nullbildes beträgt dabei typischerweise 1 % vom Mittelwert für die CCD-Kamera und 3 % für die CMOS-Kamera. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Absolutwerte für die CMOS-Kamera mit etwa 100 deutlich kleiner sind als für die CCD-Kamera mit etwa 2000. Dies führt zu einer deutlich besseren Auflösung der CMOS-Kamera, welche dadurch effektiv den Wertebereich von 100-65535 im Gegensatz zu 2000-65535 für die CCD-Kamera ausnutzt.

Beide Kameras zeichnen sich auch durch eine ausgezeichnete Reproduzierbarkeit aus,

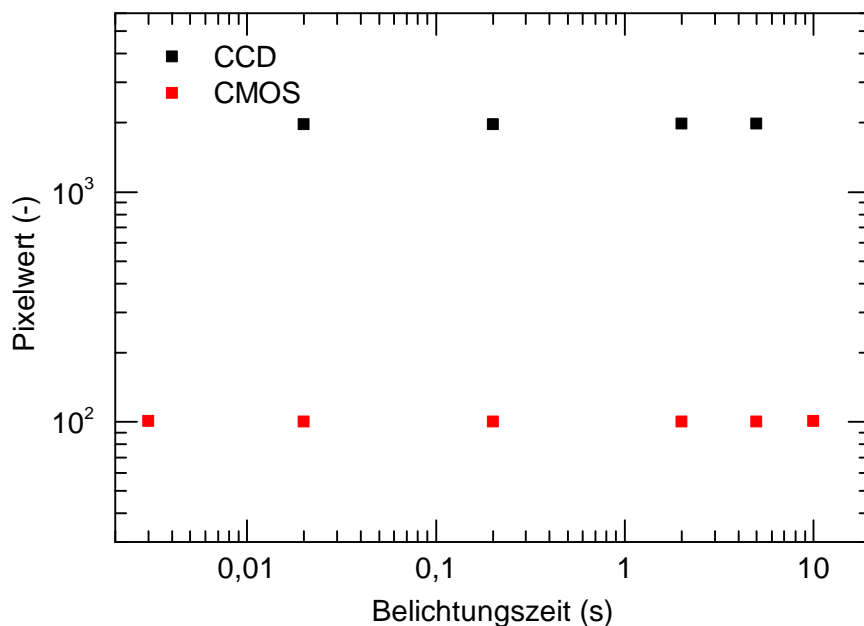


Abbildung 3.4: *Abhängigkeit des gemittelten Nullbildes von der Belichtungszeit für die CCD- und CMOS-Si-Kamera.*

welche sich durch deutlich unter 1% Abweichung für nacheinander aufgenommene Bilder zeigt. Zur Überprüfung der Homogenität der Sensoren wurde eine bestromte und deshalb leuchtende Zelle leicht verschoben und damit Bilder mit der identischen Zelle an verschiedenen Bildpositionen aufgenommen. Für eine Pixelanzahl von 1586 für die CCD- und 6545 für die CMOS-Kamera, was in etwa dem selben Zellausschnitt entspricht, beträgt die Standardabweichung des gemittelten Pixelwerts dabei für beide Kameras ca. 1%.

Wie bereits angedeutet, ist es für fast alle Auswertungen erforderlich die Belichtungszeit an das jeweilige Bild anzupassen, um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Ziel ist es dabei, dass das hellste Pixel in etwa den Maximalwert von 65535 hat. In Abbildung 3.5 ist der Pixelwert für ein identisches Mittelzellen-EL-Bild mit 50 mA für verschiedene Belichtungszeiten und beide Kameras in doppelt logarithmischer Darstellung aufgetragen. Dabei handelt es sich um den gemittelten Pixelwert von etwa der halben Zellfläche aus Abbildung 3.3 (b), welcher außerdem bereits um das Nullbild korrigiert ist.

Über den gesamten Belichtungszeitbereich ist für beide Kameras, wie zu erwarten, ein linearer Zusammenhang zwischen dem Pixelwert für die Lumineszenz und der Belichtungszeit zu erkennen. Dies ermöglicht eine einfache Kalibrierung der Lumineszenzbilder, indem die um das Nullbild korrigierten Pixelwerte durch die

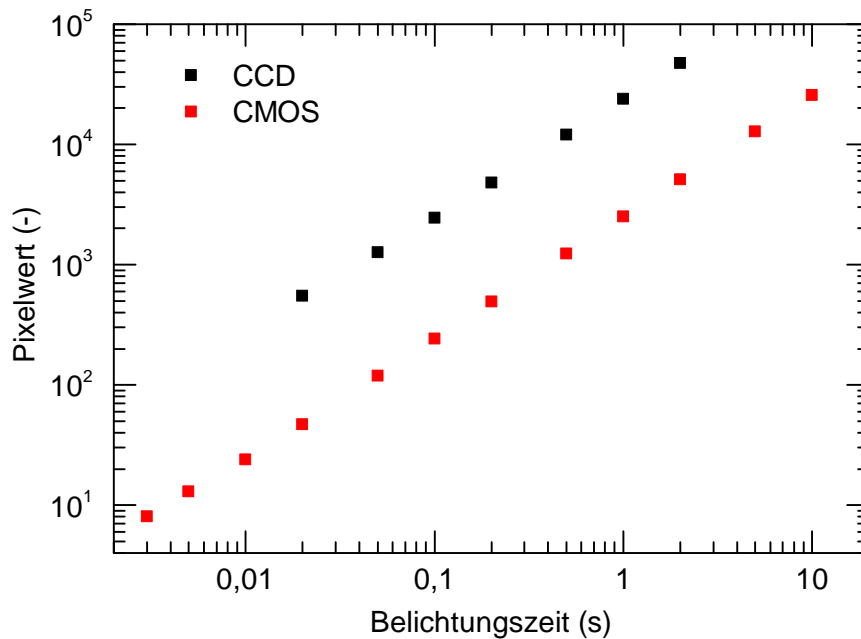


Abbildung 3.5: *Abhängigkeit des gemittelten Pixelwertes von der Belichtungszeit bei einer Mittelzellaufnahme mit 50 mA bei der CCD- und CMOS-Si-Kamera.*

Belichtungszeit dividiert werden. Dadurch können Bilder, die mit verschiedenen Belichtungszeiten aufgenommen wurden, auch quantitativ verglichen werden. Für die belichtungszeitnormierten Werte ergibt sich eine prozentuale Standardabweichung vom Mittelwert von 5,5 % für die CCD- und 3,9 % für die CMOS-Kamera. Aus Abbildung 3.5 ist auch zu entnehmen, dass für den selben Pixelwert eine knapp 10-fache Belichtungszeit bei der CMOS-Kamera nötig ist. Aufgrund des deutlich niedrigeren Nullbildes und der Möglichkeit einer doppelt so langen Belichtungszeit, ist allerdings die CMOS-Kamera empfindlicher für geringste Intensitäten. Für die minimal detektierbare Intensität mit der CCD-Kamera ergibt sich beispielsweise ein Pixelwert von 2200 für ein Verhältnis von 10 % von Signal zu Nullbild bei einer maximalen Belichtungszeit von 5 s. Für dieses fiktive Beispiel wäre bei der CMOS-Kamera damit ein Pixelwert von 120 zu erwarten, was der Summe aus Nullbild mit 100 und einem Zentel des Intensitätswertes der CCD-Kamera mit 20 entspricht. Dies führt zu einem doppelt so hohem Signal zu Nullbild Verhältnis von 20 % im Vergleich zur CCD-Kamera und kann durch die Möglichkeit von 10 s Belichtungszeit sogar auf 40 % gesteigert werden.

Neben der Belichtungszeit bietet auch die Einstellung der Blende am Objektiv die Möglichkeit die Pixelwerte zu beeinflussen. Die Blendenzahl k ist über die Brennweite

f des Objektivs und den Durchmesser D der Eintrittspupille definiert:

$$k = \frac{f}{D}. \quad (3.2)$$

Da die detektierte Intensität Φ am Kamerasensor von der Fläche der Eintrittspupille abhängt, ergibt sich eine inverse Proportionalität zwischen der Intensität und der quadrierten Blendenzahl:

$$\Phi \propto \frac{1}{k^2}. \quad (3.3)$$

In Abbildung 3.6 ist die gemittelte Intensität für ein Oberzellenbild mit 10 mA bei allen verschiedenen Blendenstufen mit der CCD-Kamera und für ein Mittelzellenbild mit 50 mA für die CMOS-Kamera gezeigt. Die Werte sind um das Nullbild korri-

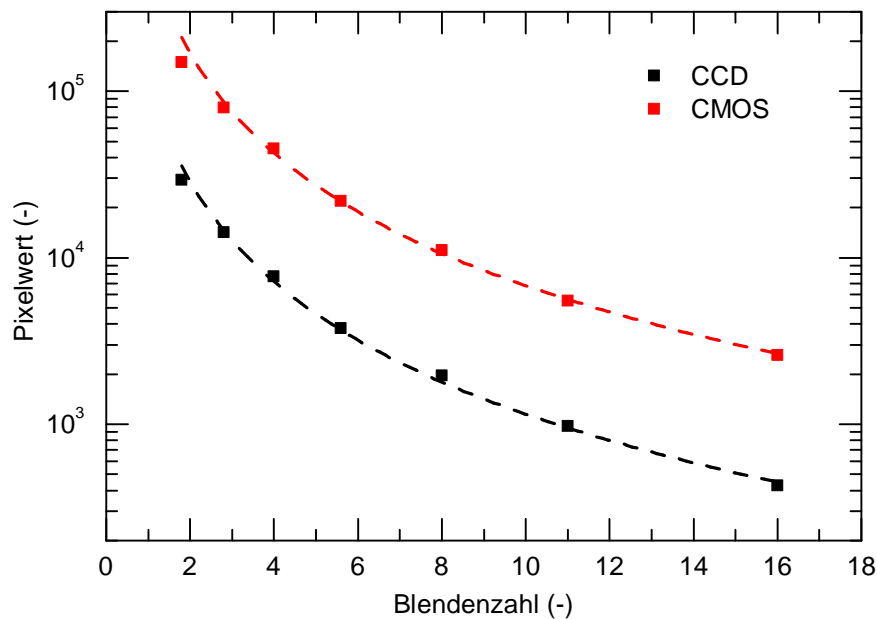


Abbildung 3.6: *Abhängigkeit des gemittelten Pixelwertes von der Blendenstufe bei einer Oberzellaufnahme mit 10 mA für die CCD-Si-Kamera und bei einer Mittelzellaufnahme mit 50 mA für die CMOS-Si-Kamera.*

giert und im Falle der CCD-Kamera mit dem geringeren zur Verfügung stehenden Wertebereich auch hinsichtlich Belichtungszeit normiert, wohingegen die Bilder mit der CMOS-Kamera alle mit identischer Belichtungszeit aufgenommen wurden. Die zusätzlich gestrichelt eingezeichnete Proportionalität nach Gleichung 3.3 ist für beide Kameras erfüllt. Lediglich bei vollständig geöffneter Blende mit $k = 1,8$ ist eine leichte Abweichung zu erkennen. Für die normierten Werte, indem der Pixelwert durch die quadrierte Blendenzahl dividiert ist, ergibt sich für die Blendenstufen

von 2,8 bis 16 eine prozentuale Standardabweichung von 5,4 % für die CCD- bzw. 3,2 % für die CMOS-Kamera. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass in den CCD-Werten zusätzlich die Unsicherheit der Belichtungszeitkorrektur beinhaltet ist. Während einer Messreihe ist es abschließend allerdings möglichst zu vermeiden, die Blende zu verändern, da die mechanische Drehung am Blendenring zu einer geringfügigen Verkipfung des Kamerasystems führen kann und damit die Bildposition um wenige Pixel verschoben werden könnte. Außerdem ist die Blendenzahl grundsätzlich so groß wie möglich zu wählen, um eine möglichst gute Schärfe zu erhalten.

Etalon-Effekt

Um die Quanteneffizienz von Si-CCD-Sensoren im Langwelligen zu erhöhen, werden typischerweise rückseitig beleuchtete und gedünnte (engl. back-illuminated) CCD-Kameras verwendet, wie dies auch im beschriebenen EL- und PL-Aufbau der Fall ist. Dabei ist die Sensordicke üblicherweise im Bereich von 10-20 μm , weshalb für höhere Wellenlängen eine Teiltransparenz vorliegt. Dadurch kann es zu Mehrfachreflexionen zwischen der Sensorvorder- und rückseite kommen, was insbesondere bei einem schmalbandigen Intensitätsspektrum zu ausgeprägten Schlierenmustern im Bild führen kann. Dies wird als Etalon-Effekt bezeichnet [Bes13].

In Abbildung 3.7 sind EL-Bilder mit einem schmalen Bandpassfilter mit Zentralwellenlänge 920 nm und Bandpassbreite 10 nm für die rückseitig beleuchtete CCD- und die CMOS-Kamera abgebildet. Es handelt sich dabei um den langwelligen Ausläufer des Mittelzellen-Lumineszenzpeaks. In der CCD-Aufnahme sind deutliche Schlieren zu erkennen, die keinem realen Intensitätsverlauf entsprechen, sondern aus dem vorher beschriebenen Etalon-Effekt stammen. Die CMOS-Kamera mit anderer Sensortechnologie zeigt dieses Verhalten nicht. Bei den üblicherweise für die Ober- und Mittelzelle verwendeten Bandpassfilter mit einer Bandbreite von etwa 80 nm tritt dieser Effekt allerdings nicht auf, wie dies beispielsweise in Abbildung 3.3 (a) und (b) zu sehen ist.

HgCdTe-Kamera

Da Germanium eine kleinere Bandlücke als Silizium besitzt, können die Photonen aus der Unterzelle nicht mit den oben beschriebenen Si-Kameras detektiert werden. Daher befindet sich eine zweite Kamera im Aufbau, welche einen HgCdTe-CCD-Sensor besitzt. Der Sensor mit 256x320 Pixel ist im Wellenlängenbereich von 800-2500 nm empfindlich. Die rechnerische Auflösung beträgt 14 bit, womit die Pixelwerte in einem

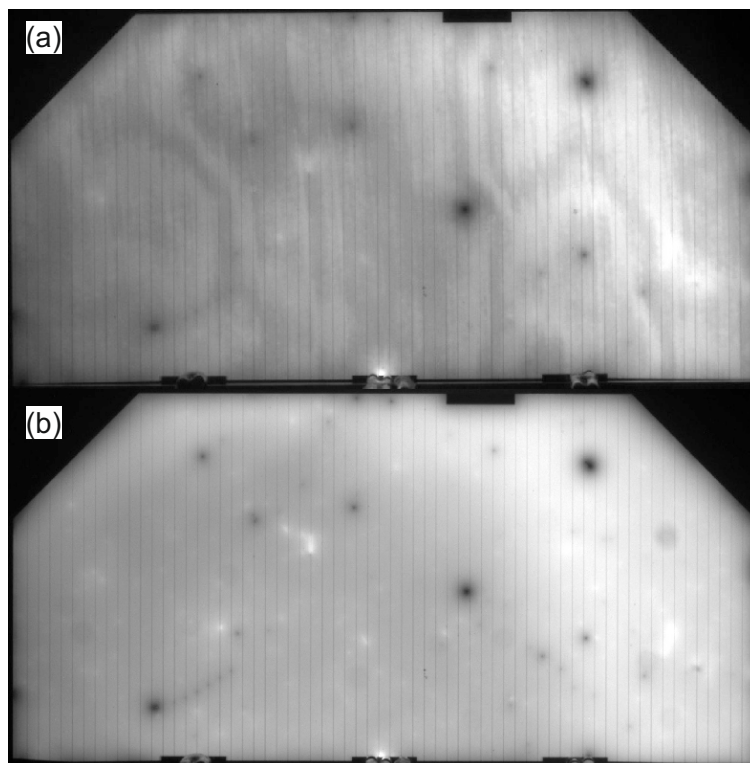


Abbildung 3.7: *EL-Bilder mit einem 10 nm breiten Bandpassfilter mit Zentralwellenlänge von 920 nm für die CCD-Kamera (a) mit Etalon-Effekt und die CMOS-Kamera (b) ohne Etalon-Effekt.*

Bereich von 0-16383 liegen. Aufgrund der indirekten Bandlücke von Germanium ist die Lumineszenz generell sehr schwach und es wird ausschließlich mit vollständig geöffneter Blende von 1,4 am 50 mm Festbrennweitenobjektiv gemessen. Die geringe Intensität führt auch dazu, dass nahezu alle Messungen mit der maximalen Belichtungszeit von 25 ms durchgeführt werden. Nur in Ausnahmefällen ist es notwendig die Belichtungszeit zu verkürzen. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Siliziumkameras ist das Nullbild der HgCdTe-Kamera allerdings von der Belichtungszeit abhängig, wie dies in Abbildung 3.8 (a) zu sehen ist. Daher müssen im Falle verschiedener Belichtungszeiten auch jeweils zugehörige Nullbilder aufgenommen werden. Die Auftragung des gemittelten Nullbildwertes über die Zeit weist auch auf eine zusätzliche Schwierigkeit hin, dass nach dem Einschalten der Kamera eine starke Drift der Pixelwerte zu beobachten ist. Erst nach einer Zeit von etwa 5 h sind die Werte etwas stabilisiert und es kann mit quantitativen Messungen begonnen werden. Allerdings ist immer noch eine leichte Schwankung festzustellen, was angesichts der sehr hohen Pixelwerte im Nullbild im Vergleich zum eigentlichen Signal zu erheblichen Unsicherheiten führen kann. Lumineszenzintensitäten von 100 oder kleiner sind daher

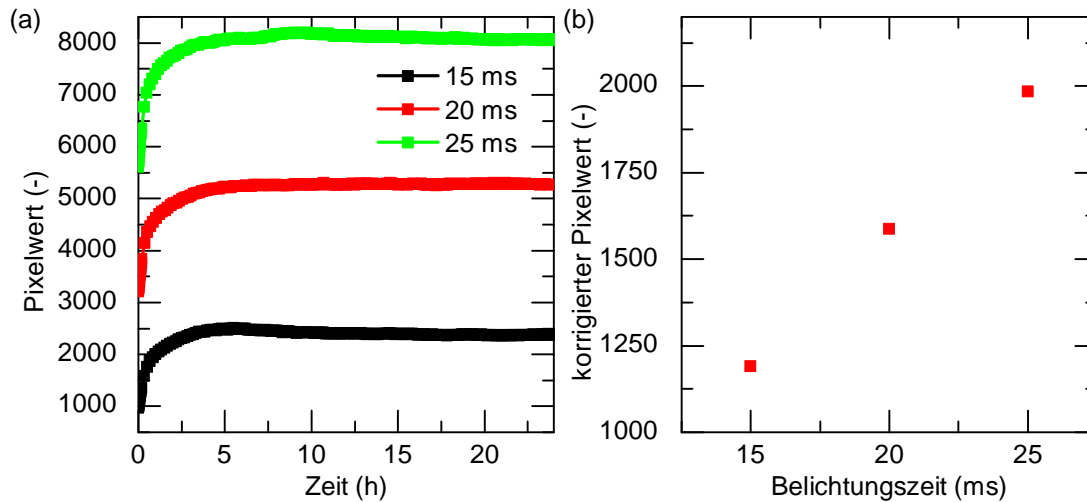


Abbildung 3.8: (a) Zeitliche Drift des gemittelten Nullbildwertes für verschiedene Belichtungszeiten. (b) Abhängigkeit des gemittelten und um das Nullbild korrigierten Pixelwertes von der Belichtungszeit eines Unterzellen-EL-Bildes bei 1 A.

nur zuverlässig, wenn das Nullbild unmittelbar vorher aufgenommen wurde. Die großen Pixelwerte im Nullbild schränken auch den verwendbaren Wertebereich auf etwa 8000-16383 erheblich ein. In Abbildung 3.8 (b) ist unter Berücksichtigung des Nullbildes der gemittelte Pixelwert für ein $4 \times 4 \text{ cm}^2$ Unterkomponentenzelle bei 1 A in Abhängigkeit von der Belichtungszeit aufgetragen. Die direkte Proportionalität zwischen Belichtungszeit und Intensität ermöglicht damit auch für die HgCdTe-Kamera ein einfaches Umrechnen von Bildern unterschiedlicher Belichtungszeiten, was aber nur in Ausnahmefällen mit verhältnismäßig großen Lumineszenzintensitäten zur Anwendung kommt. Denn wie bereits eingangs erwähnt, werden nahezu alle Bilder mit der maximalen Belichtungszeit von 25 ms aufgenommen.

Insgesamt muss aber festgehalten werden, dass aufgrund der geringeren Pixelanzahl der HgCdTe-Kamera und der intrinsisch schwachen Lumineszenzintensität aus Germanium die Lumineszenzbilder der Unterzelle im Vergleich zur Ober- und Mittelzelle experimentell deutlich herausfordernder sind und die Qualität dadurch geringer ist.

Zoom

Zur Charakterisierung von lokalen Effekten ist es meistens nicht zwangsweise nötig, ein Lumineszenzbild der gesamten Zellfläche aufzunehmen. Zur Verbesserung der örtlichen Auflösung kann daher ein gezoomtes Bild gemacht werden. Bei den verwendeten Objektiven handelt es sich allerdings um Festbrennweitenobjektive

mit einer Brennweite von $f = 85 \text{ mm}$ für die Si-Kamera und $f = 50 \text{ mm}$ für die HdCdTe-Kamera. Wird das Objektiv als dünne Linse betrachtet, gilt entsprechend Abbildung 3.9 die Abbildungsgleichung [Kuc99]:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (3.4)$$

wobei die Gegenstandsweite g dem Abstand der Solarzelle und die Bildweite b dem Abstand des Kamerasensors zur Objektivlinse entsprechen. Außerdem gilt für den

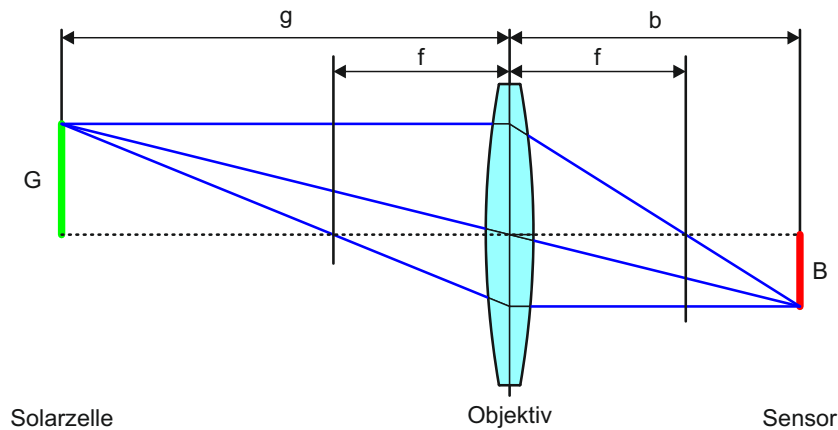


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der optischen Abbildung der Solarzelle G mit Gegenstandsweite g über das Objektiv mit Brennweite f auf den Kamerasensor B mit Bildweite b .

Abbildungsmaßstab β :

$$\beta = \frac{B}{G} = \frac{b}{g} \quad (3.5)$$

mit der Bildgröße B , welche durch die Sensorgröße festgelegt ist, und der Gegenstandsgröße G , welche die Größe des abgebildeten Solarzellenausschnitts beschreibt. Durch Kombination von Gleichung 3.4 und 3.5 lässt sich diese Gegenstandsgröße wie folgt ausdrücken:

$$G = \frac{B \cdot f}{b - f}. \quad (3.6)$$

Da sowohl die Sensorgröße B als auch die Brennweite f fest sind, lässt sich ein kleinerer Solarzellenausschnitt, was letztendlich einem gezoomten Bild entspricht, nur durch vergrößern der Bildweite b realisieren. Dies kann durch das Einfügen eines sogenannten Zwischenrings zwischen dem Objektiv und dem Kameragehäuse erreicht werden. Da im Gegenzug allerdings auch die Gegenstandsweite, sprich der Abstand zwischen Solarzelle und Objektiv kleiner wird, ist diese Möglichkeit begrenzt. In Anbetracht von Gleichung 3.4 ergibt sich bei einer theoretischen Gegenstandsweite von 0 eine

maximale Bildweite, die der Brennweite des Objektivs entspricht. Dies führt jedoch theoretisch nach Gleichung 3.5 trotzdem zu beliebig großen Vergrößerungen, was in Realität aufgrund des Objektivaufbaus und der notwendigen Filter aber nicht möglich ist. Abbildung 3.10 zeigt den hellen Punkt in der Mitte des Oberzellen-EL-Bildes aus Abbildung 3.3 (a) als Ausschnitt aus der ganzflächigen Si-CCD-Aufnahme und mit maximalem Zoom mit der CMOS-Kamera. Ganz offensichtlich ist die bessere

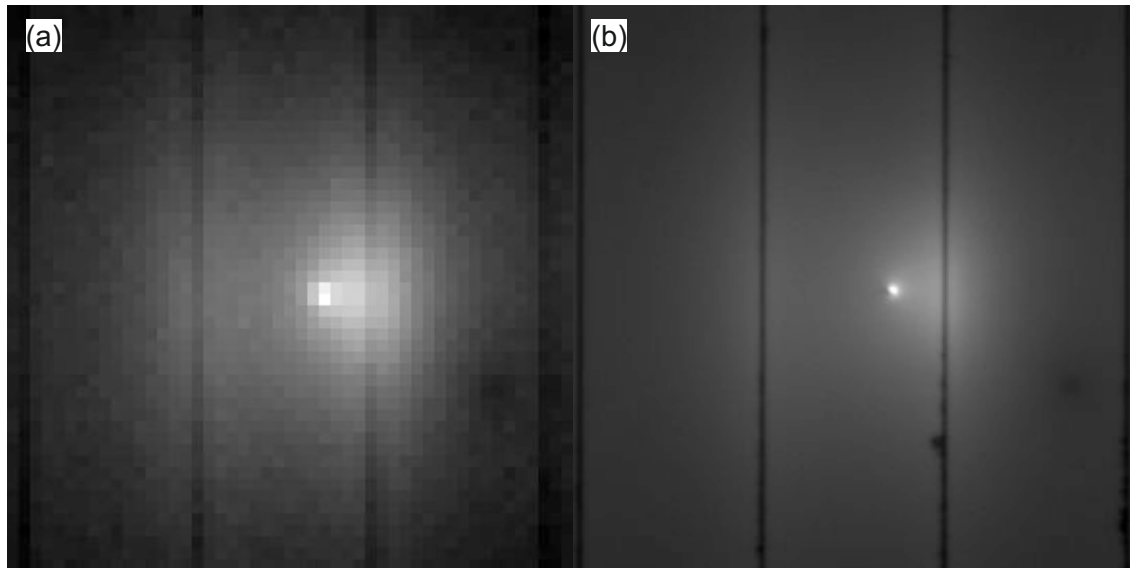


Abbildung 3.10: Identischer Ausschnitt des Oberzellen-EL-Bildes aus Abbildung 3.3 (a) aus einem Bild der 1 Megapixel CCD-Kamera auf dem die ganze $8 \times 4 \text{ cm}^2$ Zelle abgebildet ist (a) und aus einem maximal gezoomten Bild mit der 4 Megapixel CMOS-Kamera (b).

Detailtreue des gezoomten Bildes erkennbar, wobei auch zu berücksichtigen ist, dass der CMOS-Sensor generell mehr Pixel hat.

Tabelle 3.1 zeigt für alle drei Kameras die Anzahl an Pixeln zwischen zwei Kontaktfingern für ein ganzflächiges Lumineszenzbild und für den maximalen Zoom.

3.1.3 Spektrale Lumineszenzmessung

In der Gehäusewand des EL- und PL-Aufbaus befinden sich zwei SMA-Lichtwellenleiterdurchführungen über die ein Diodenarray-Spektrometer angeschlossen werden kann, um beispielsweise das Lumineszenz- und Anregungsspektrum wellenlängen aufgelöst zu messen. Eine schematische Darstellung des Funktionsprinzips dieses Spektrometers ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Es ist prinzipiell in zwei Wellenlän-

Kamera	Zoom	Pixel zw. Fingern
Si-CCD	nein	14
	ja	43
Si-CMOS	nein	28
	ja	86
HgCdTe	nein	4
	ja	20

Tabelle 3.1: Anzahl an Pixeln zwischen zwei Kontaktfingern für alle drei verwendeten Kameras, jeweils für ein ganzflächiges Solarzellenbild und für die maximale Zoomeinstellung.

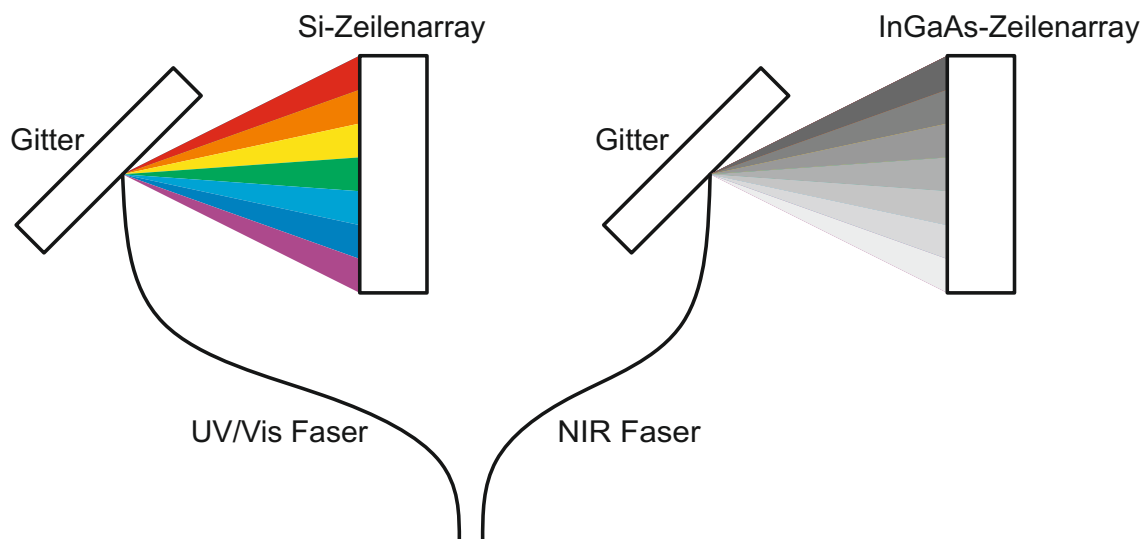


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des in den Lumineszenzmessplatz integrierten Diodenarray-Spektrometers.

genbereiche aufgeteilt, wobei das Licht für jede Detektoreinheit über eine separate optische Faser, die hinsichtlich Transmissionseigenschaften auf den entsprechenden Wellenlängenbereich optimiert ist, eingekoppelt wird. Mit Hilfe eines Beugungsgitters wird das aus den Fasern austretende Licht spektral aufgespalten und jeweils auf ein CCD-Zeilenarray gelenkt. Für den im Wesentlichen ultravioletten (UV) und sichtbaren (Vis) Bereich von 200 nm bis 1060 nm wird ein Silizium-Zeilenarray mit 2048 Pixel verwendet. Im nahinfraroten (NIR) Bereich ab dem Detektorwechsel bei 1060 nm bis 1870 nm ist ein InGaAs-Zeilenarray mit 256 Pixel eingesetzt. Da alle Pixel gleichzeitig ausgelesen werden ist es möglich ganze Spektren innerhalb weniger Millisekunden zu messen.

3.1.4 J-U Kennlinienmessung

Mithilfe des 4-Quadranten Sourcemeters können J-U-Kennlinien in Dunkelheit oder unter diversen Beleuchtungssituationen gemessen werden. Um Widerstandseffekte der Kabel und ihrer Durchführungen zu eliminieren ist die in Abbildung 3.12 (a) dargestellte Vierleitermesstechnik zwingend erforderlich. Dabei wird ein Leitungspaar

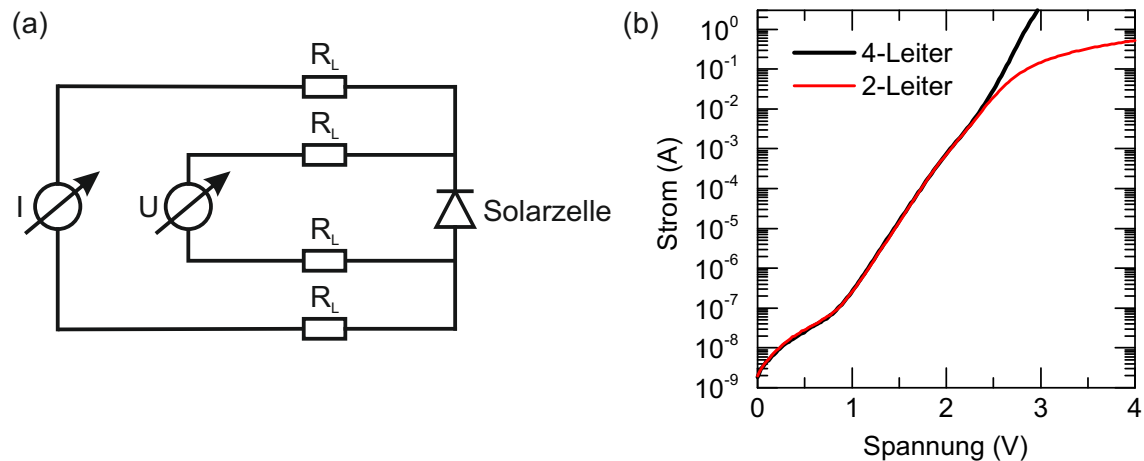


Abbildung 3.12: (a) Messprinzip der 4-Leiter-Kontaktierung mit Leitungswiderständen R_L . (b) Gemessene Dunkelkennlinie mit 2-Leiter- und 4-Leiter-Kontaktierung in logarithmischer Darstellung.

ausschließlich zur Strommessung verwendet und der Spannungsabfall über Leitungswiderständen R_L spielt keine Rolle. Ein zweites Leitungspaar, das identisch aufgebaut ist und an der selben Stelle die Solarzelle kontaktiert, wird für die Spannungsmessung herangezogen. Da die Spannungsmessung mit einem Geräteinnenwiderstand von üblicherweise $>10\text{ M}\Omega$ durchgeführt wird, sind die entsprechenden Messströme sehr klein und ein Spannungsabfall über R_L ist vernachlässigbar. Wie deutlich der Effekt einer fehlenden 4-Leiter-Kontaktierung ist, ist an der in Abbildung 3.12 (b) gezeigten Dunkelkennlinie sichtbar. Für kleine Ströme bis etwa 10 mA ist kein Unterschied zwischen der Zwei- und Vierleitermessung zu sehen. Mit zunehmendem Strom wird der Fehler in der Zweileitermesstechnik allerdings exponentiell größer, was sich in der deutlich erhöhten Spannung bemerkbar macht. Die gemessene Spannung entspricht in diesem Fall der Summe aus der Spannung an der Solarzelle und über dem Leitungswiderstand. Alle im Weiteren gezeigten Kennlinien wurden ausschließlich mit der Vierleitertechnik vermessen.

3.1.5 Zeitaufgelöste Spannungsmessung

Neben J-U-Kennlinien sind auch zeitaufgelöste Messungen der Leerlaufspannung mit gepulsten Lasern von Interesse, wie in Kapitel 6 aufgezeigt wird. Um ein möglichst rauscharmes Signal zu bekommen, wurde ein computergestütztes Messwerterfassungssystem gewählt, das auf einer differentiellen Messung basiert und dadurch nicht so empfindlich auf Rauschen reagiert. Die Messeinheit ist zusätzlich galvanisch getrennt und wird mit einem 16 bit A/D Wandler ausgelesen. Abbildung 3.13 zeigt den gemessenen Spannungsverlauf an einer Dreifachsolarzelle während eines Pulses mit dem 975 nm Laser. Zum Vergleich ist eine zweite unabhängige Messung mit einem 8 bit Oszilloskop dargestellt, das weder differentiell noch potentialfrei arbeitet.

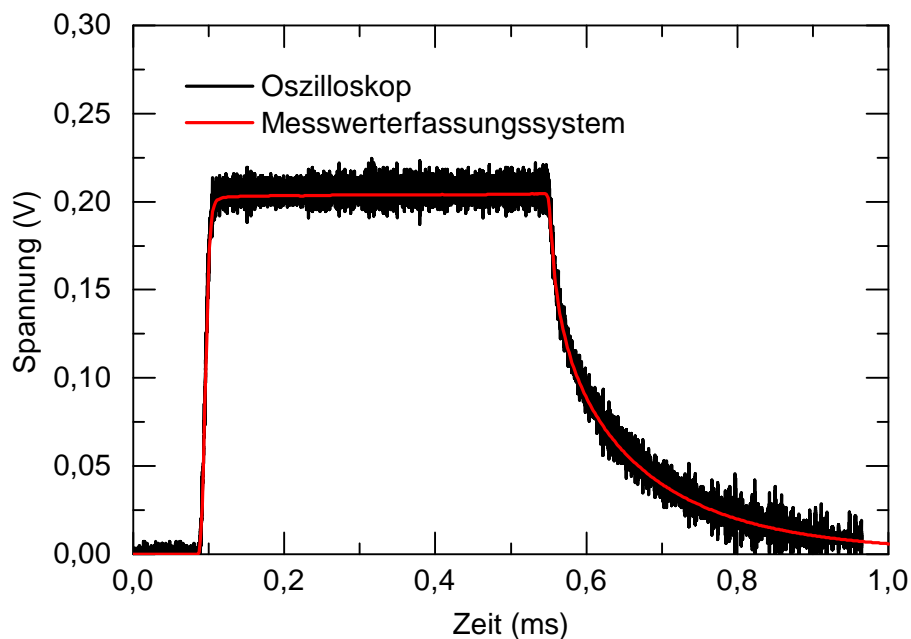


Abbildung 3.13: Mit einem Oszilloskop und computergestütztem Messwerterfassungssystem gemessener Spannungsverlauf einer Dreifachsolarzelle jeweils während eines Pulses mit dem 975 nm Laser.

3.2 Externe Quanteneffizienzmessung

Neben der Lumineszenzcharakterisierung bietet die Messung der externen Quanteneffizienz (EQE) als eine der wenigen Messmethoden noch Zugriff auf Eigenschaften

der individuellen Teilzellen einer Mehrfachsolarzelle. Die externe Quanteneffizienz drückt dabei das Verhältnis von extrahierten Elektron-Loch-Paaren zu einfallenden Photonen im Falle eines spannungslosen Solarzellen pn-Übergangs wellenlängenabhängig aus. Der im Vergleich zu Einfachsolarzellen etwas komplexere Messaufbau für die GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle ist schematisch in Abbildung 3.14 gezeigt. Über einen Spiegel kann zwischen einer Halogen- oder Xenonlampe gewählt

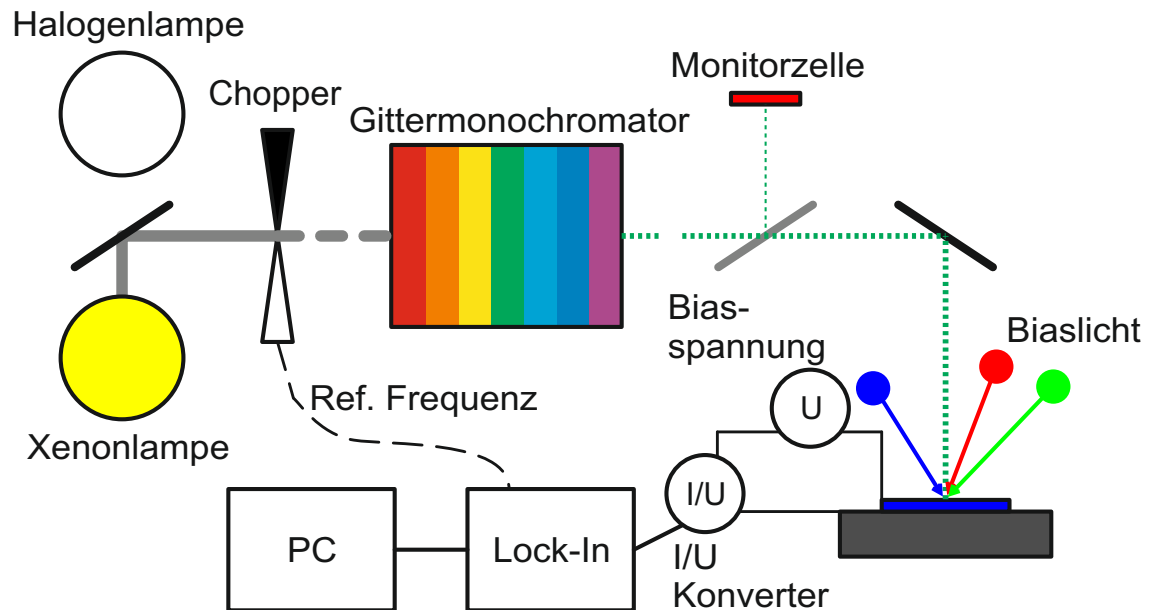


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau des EQE-Messplatzes für Mehrfachsolarzellen.

werden, wobei Erstere im Infrarot- und Letztere im UV-Bereich zu bevorzugen ist. Dem weißen Licht wird mit Hilfe eines Chopperrades eine Frequenz von 118 Hz aufgeprägt. Ein auf Beugung basierender Gittermonochromator mit Ein- und Austrittsspalt stellt daraus monochromatisches Licht bereit, wobei ein Filterrad nach dem Austrittsspalt Beugungspeaks höherer Ordnung unterdrückt. Dieses gepulste, monochromatische Licht wird auf die Zelle gelenkt und erzeugt dort einen kreisrunden Lichtfleck von variablem Durchmesser bis zu etwa 5 mm. Der Monochromator wird softwaregesteuert im gewünschten Wellenlängenbereich durchgeföhren. Um eine Aussage über die Quanteneffizienz treffen zu können, ist eine genaue Charakterisierung der Lichtquelle und des gesamten optischen Aufbaus notwendig. Dazu werden sogenannte Referenzzellen, deren EQE in einem offiziellen Kalibrierlabor gemessen wurde, vermessen. Anhand des gemessenen Kurzschlussstromes und der bekannten EQE kann auf die Photonenzahl bei der jeweiligen Wellenlänge geschlossen werden. Im vorgestellten Aufbau wird ähnlich zum Diodenarray-Spektrometer aus Abschnitt 3.1.3 eine Siliziumreferenzzelle von 300 nm bis 1050 nm und eine InGaAs-Referenzzelle

ab 1050 nm bis 1800 nm verwendet. Der durch das monochromatische Licht in der Messzelle generierte Kurzschlussstrom wird über einen Strom/Spannungswandler als Spannungssignal an einen Lock-In Verstärker gegeben. Die Lock-In Technologie wertet dabei nur das Messsignal mit der durch das Chopperrad vorgegebenen Frequenz aus. Dadurch ist ein deutlich besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis realisierbar. Damit auch eine zeitliche Fluktuation der monochromatischen Lichtintensität nicht unberücksichtigt bleibt, wird unmittelbar vor der eigentlich zu vermessenden Zelle über einen halbdurchlässigen Spiegel ein kleiner Teil der Intensität ausgespiegelt und auf eine Monitorzelle gelenkt. Diese Monitorzelle wird während der Referenzmessung und allen weiteren Messungen mitgemessen und zeitliche Schwankungen werden gegebenenfalls entsprechend berücksichtigt.

Zur Vermessung von Mehrfachsolarzellen ist es nun zusätzlich notwendig eine sogenannte Biasbeleuchtung zu verwenden, da bei einer Mehrfachsolarzelle kein Photostrom gemessen werden kann, wenn nur eine Teilzelle beleuchtet ist. Andererseits muss die zu vermessende Teilzelle allerdings den Gesamtphotostrom limitieren, um eine quantitative Aussage über dessen Größe treffen zu können. Da die Biasbeleuchtung nicht gepulst ist, stört sie das eigentliche Messsignal für den Lock-In Verstärker jedoch nicht. Im verwendeten Aufbau wird eine kleine Halogenlampe verwendet, die eine Oberzellenlimitierung hervorruft und dadurch eine Messung der Oberzellen-EQE ermöglicht. Zur Vermessung der Mittelzelle wird zusätzlich eine LED mit 459 nm eingeschaltet, die ausschließlich den Photostrom in der Oberzelle erhöht und daher die Mittelzelle in Begrenzung bringt. Um eine unterzellenlimitierte Beleuchtung zu generieren, wird an Stelle der Halogenlampe sowohl die 459 nm LED als auch eine weitere LED mit 816 nm, die ausschließlich in der Mittelzelle absorbiert wird, eingeschaltet. Neben der Biasbeleuchtung ist zur EQE-Messung von Mehrfachsolarzellen auch eine Biasspannung notwendig, da die EQE definitionsgemäß bei 0 V an der entsprechenden Teilzelle gemessen wird. Aufgrund der Biasbeleuchtung befindet sich allerdings bei einer externen Gesamtspannung von 0 V die limitierende Teilzelle in Rückwärtsrichtung und die nicht-limitierenden Teilzellen nahe ihrer Leerlaufspannung. Damit die zu vermessende Teilzelle auf 0 V gebracht wird, ist daher extern eine Vorwärtsspannung anzulegen. Empirisch haben sich Biasspannungen von 1,0 V, 1,3 V und 1,8 V für die Messung der Oberzellen-, Mittelzellen- und Unterzellen-EQE am besten bewährt. Der Einfluss der Biasspannung ist umso größer, je stärker eine Teilzelle geshuntet ist, da in diesem Fall die Kennlinie auch für kleine Spannungen nicht waagrecht verläuft. Besondere Schwierigkeiten kann eine geshuntete Unterzelle verursachen. Der Effekt kann aber nachträglich korrigiert werden [Sie10]. Neben möglichen Shunts beeinflussen auch optische Kopplungseffekte insbesondere die EQE-

Messung der Ge-Untierzelle [Meu03], [Li11], [Lim13], [Ste12c]. Während der Messung der Untierzelle existieren in den beiden anderen Teilzellen Überschussladungsträger, die aufgrund der Begrenzungssituation nicht extrahiert werden können und diese rekombinieren unter anderem strahlend. Im Wellenlängenbereich in dem noch die Mittelzelle absorbiert gibt es daher eine mit der Chopperfrequenz modulierte strahlende Rekombination in der Mittelzelle, die die Untierzelle beleuchtet. Dadurch wird auch der durch die Untierzelle limitierte Gesamtstrom moduliert und die EQE-Messung beeinflusst. Abschnitt 6.2 befasst sich ausführlich mit der Thematik von optischer Kopplung in der GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle.

3.3 UV/Vis und NIR Transmissionsspektroskopie

Im vorgestellten EL- und PL-Messaufbau sind insgesamt sechs verschiedene Wellenlängen präsent. Dies stellt eine besondere Herausforderung für die Auswahl und Kombination der optischen Filter dar, insbesondere im Hinblick auf die Tatsache, dass sich die Intensität des Anregungslichts und der Lumineszenz um mehrere Größenordnungen unterscheiden kann. Alle Einzelfilter und auch die in Abbildung 3.2 gezeigten kombinierten Transmissionskurven wurden mit einem UV/Vis und NIR Transmissionsspektrometer vermessen, dessen schematischer Aufbau in Abbildung 3.15 dargestellt ist. Der prinzipielle Aufbau ähnelt dem des EQE-Messplatzes aus

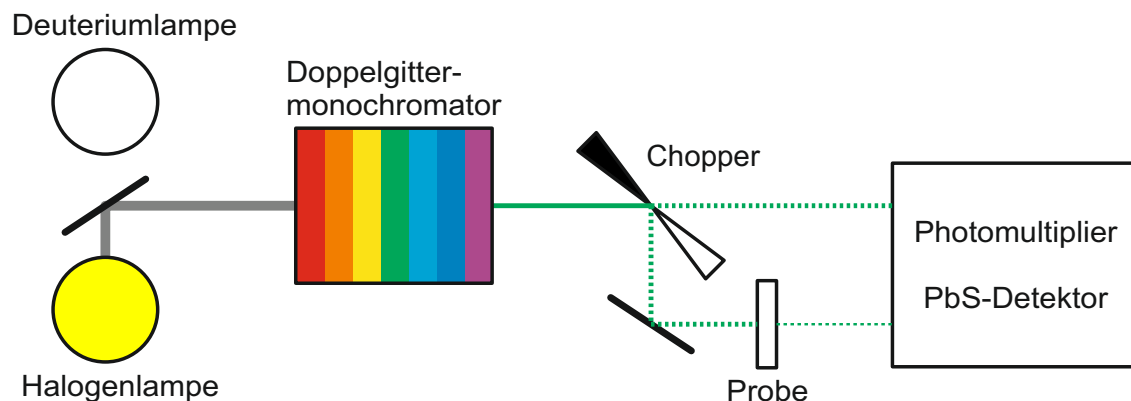


Abbildung 3.15: Schematischer Aufbau des Transmissionsspektrometers.

Abbildung 3.14. Als Lichtquellen dienen eine Deuterium- und Halogenlampe, wobei bis 350 nm die Deuteriumlampe Verwendung findet und für größere Wellenlängen automatisch auf die Halogenlampe gewechselt wird. Um eine bessere spektrale Auflösung zu erhalten, wird im Gegensatz zum EQE-Messplatz das Weißlicht mit einem Doppelgittermonochromator aufgespalten. Ein Chopperrad nach dem Austrittsspalt

des Doppelgittermonochromators teilt das monochromatische Licht in einen Proben- und Referenzstrahl auf. Mittels der Messung zweier Basiskurven mit vollständiger bzw. ohne jegliche Blockung des Probenstrahls können Unterschiede im optischen Strahlengang des Referenz- und Probenstrahls ermittelt werden. Beide treffen dabei abwechselnd auf die Detektoreinheit, die bis zu einer Wellenlänge von 800 nm mit einem Photomultiplier und für größere Wellenlängen mit einem PbS-Sensor arbeitet. Für die eigentliche Messung der Filtertransmissionskennlinie wird der Filter in den Probenstrahl gebracht und anhand des Intensitätsunterschieds von Proben- und Referenzstrahl wird die Transmission bestimmt. Das softwaregesteuerte Gerät ermöglicht dabei ein automatisches Durchfahren des Monochromators in einem Messbereich von 185 nm bis 3300 nm. Zur Messung sehr hoher Extinktionen kann es von Vorteil sein, den Referenzstrahl künstlich abzuschwächen, damit der Intensitätsunterschied der beiden Messstrahlen nicht zu groß ist.

Kapitel 4

Experimentelle Verifikation der EL und PL Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen aus Abschnitt 2.2, auf denen die Elektro- und Photolumineszenzcharakterisierung von Solarzellen beruht, experimentell an den verwendeten III-V-Solarzellen verifiziert. Abschnitt 4.1 befasst sich mit der spektralen Reziprozitätsrelation angewendet auf die GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle. Für die im Wesentlichen in dieser Arbeit verwendete kamerabasierte Lumineszenzcharakterisierung ist die integrale Intensität und deren Abhängigkeiten, insbesondere von der Spannung am pn-Übergang, von zentraler Bedeutung. Darauf wird in Abschnitt 4.2 mittels der zugehörigen Komponentenzellen eingegangen. Generelle qualitative Unterschiede zwischen EL- und PL-Aufnahmen an Dreifachsolarzellen werden in Abschnitt 4.3 vorgestellt.

4.1 Spektrale Reziprozitätsrelation

Die spektrale Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.20 verknüpft die wellenlängenaufgelöste Lumineszenzintensität einer Solarzelle mit der EQE und der Boltzmann'schen Schwarzkörperstrahlung bei der entsprechenden Temperatur und Wellenlänge. Die absolute Intensität, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird, hängt dabei stark von der Solarzellenspannung ab. In Abbildung 4.1 ist die nach Abschnitt 3.2 vermessene EQE aller drei Teilzellen einer GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Solarzelle gezeigt. Daneben ist jeweils die nach der Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.20 berechnete Lumineszenzintensität zusammen mit dem gemessenen Lumineszenzspektrum dargestellt. Da die Teilspannungen der Dreifachsolarzelle nicht bekannt sind und auch das Spektrometer aus Abschnitt 3.1.3 keine absolute Intensität messen

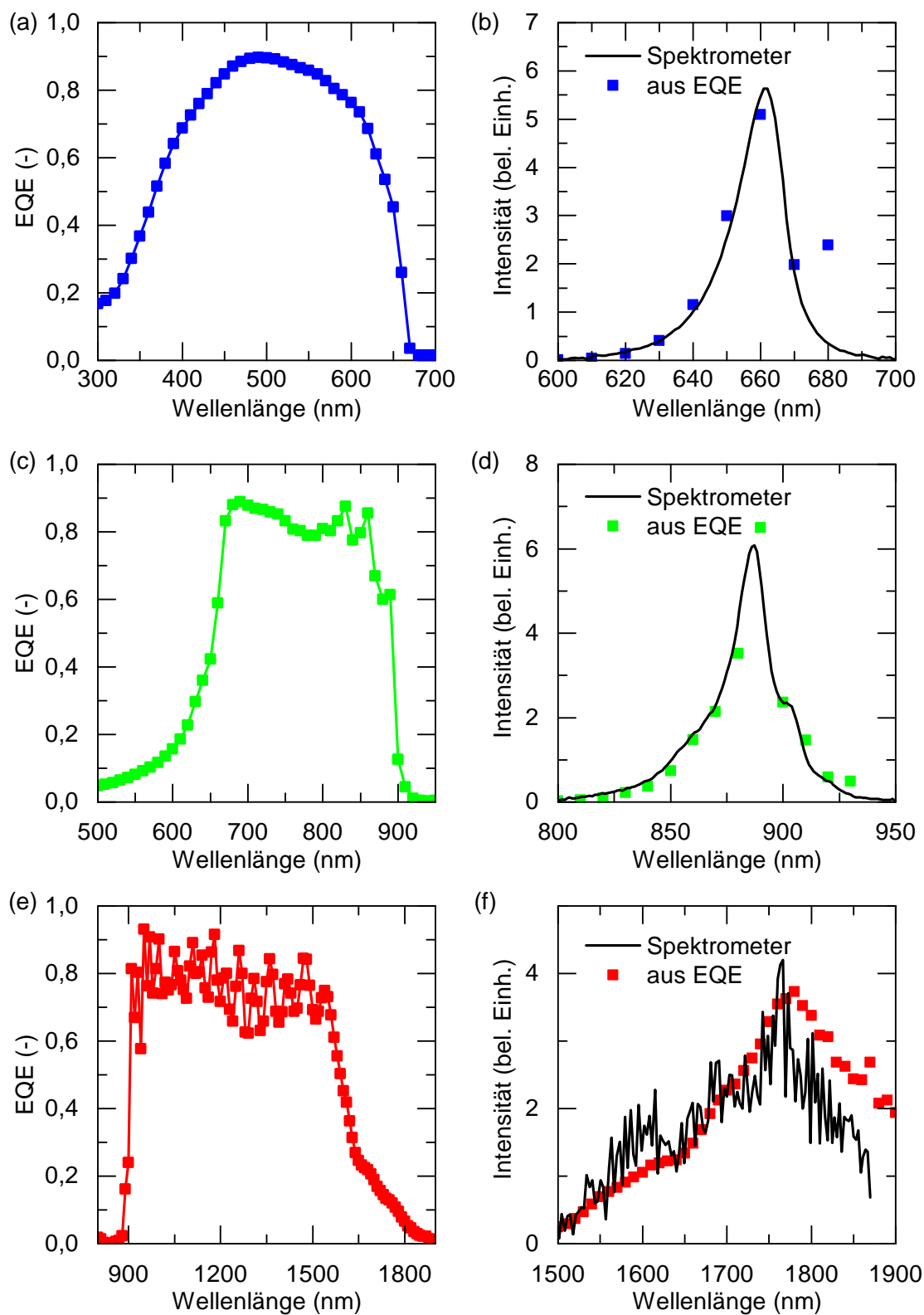


Abbildung 4.1: EQE der Ober- (a,b), Mittel- (c,d) und Unterzelle (e,f), sowie die über die Reziprozitätsrelation (Gleichung 2.20) berechnete spektrale EL-Intensität im Vergleich zu einem gemessenen EL-Spektrum.

kann, ist der berechnete Lumineszenzpeak mit einem entsprechendem Vorfaktor skaliert, dass er mit dem Messspektrum verglichen werden kann.

Für alle drei Teilzellen kann eine hervorragende Bestätigung der spektralen Reziprozitätsrelation gefunden werden, wobei darauf hinzuweisen ist, dass aufgrund der indirekten Bandlücke von Ge die Intensität der Unterzelle sehr schwach und das gemessene Spektrum daher relativ stark verrauscht ist. Eine tendenzielle Abweichung hin zu größeren Wellenlängen, insbesondere bei der Ober- und Unterzelle, liegt an den sehr kleinen EQE-Messwerten und dadurch erhöhten Messunsicherheiten in den entsprechenden Wellenlängenbereichen. Dass für alle drei Teilzellen die Reziprozitätsrelation erfüllt ist, spricht für hohe Mobilitäten der Ladungsträger [Kir08a].

4.2 Integrale Reziprozitätsrelation

Der in Abschnitt 3.1 beschriebene kamerabasierte Lumineszenzmessplatz hat abgesehen von den optischen Filtern mit den zugehörigen Transmissionskurven aus Abbildung 3.2, mit Hilfe derer die einzelnen Teilzellen ausgewählt werden können, keine spektrale Auflösung, sondern zielt auf die orts aufgelöste, aber integrale Intensität ab. Wie bereits mehrfach erwähnt, hängt diese nach Gleichung 2.24 exponentiell von der Spannung am pn-Übergang ab. Da an den externen Kontakten einer Mehrfachzelle nur die Summe der Teilzellspannungen abgegriffen werden kann, wird die Spannungsabhängigkeit mittels Komponentenzellen verifiziert. Für diesen Zweck wird auf eine Ortsauflösung verzichtet und alle angegebenen Intensitäten sind gemittelte Werte über einen Großteil der Zellfläche.

4.2.1 GaInP₂-Oberkomponentenzelle

Abbildung 4.2 zeigt in blau für verschiedene Spannungen die EL-Intensität sowie in rot die PL-Intensität mit zugehöriger Leerlaufspannung für die GaInP₂-Oberkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) nach Gleichung 2.24 bei 300 K. Die Konstante C, die unter anderem von den Eigenschaften des Messplatzes abhängt, ist dabei derart gewählt, dass bei kleinen Spannungen eine Übereinstimmung mit den gemessenen EL-Intensitäten vorliegt. Φ_K ist im Falle von EL null bzw. das Rauschen des Kamerasensors und von den PL-Bildern, die unter Leerlaufbedingungen aufgenommen sind, ist das entsprechende Bild unter Kurzschlussbedingungen subtrahiert. Bis zu einer Spannung von ca. 1,35 V folgt

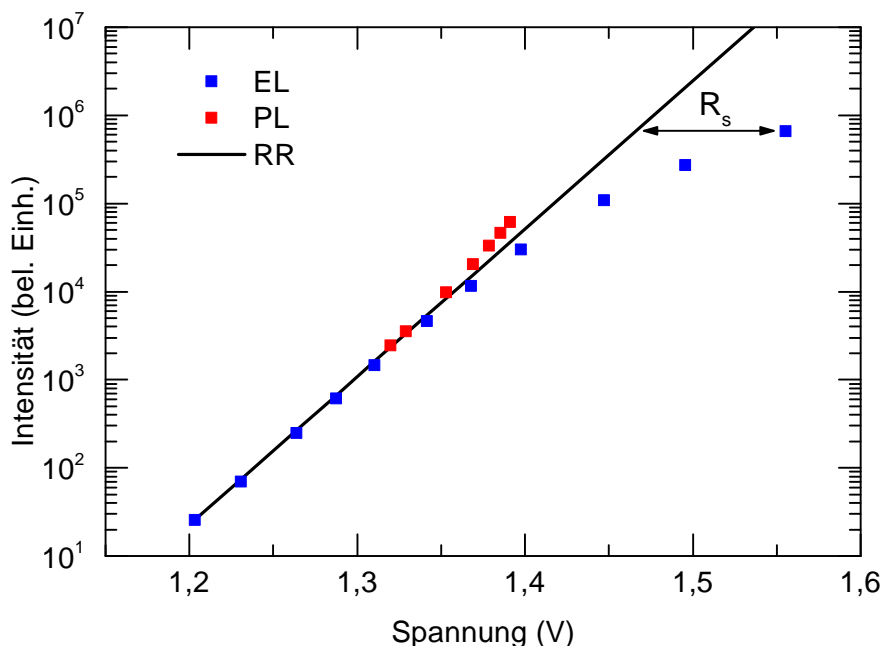


Abbildung 4.2: Über die Zellfläche gemittelte integrale EL- bzw. PL-Intensität (korrigiert um den Kurzschlussanteil Φ_K) einer GaInP₂-Oberkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) aus Gleichung 2.24 bei 300 K.

die EL-Intensität deutlich sichtbar der durch die Reziprozitätsrelation vorgegebenen exponentiellen Spannungsabhängigkeit. Hin zu noch größeren Spannungen bleibt die gemessene EL-Intensität hinter dem theoretisch erwarteten Wert allerdings immer stärker zurück. Die Ursache ist darin zu suchen, dass mit zunehmender Spannung auch die Stromdichte bis zu 132,5 mA/cm² ansteigt. Daher ist ein Spannungsabfall am Serienwiderstand, beispielsweise verursacht durch die Vorderseitenmetallisierung, nicht mehr vernachlässigbar. Die an den externen Kontakten der Solarzelle gemessene Spannung spiegelt aber die Summe aus den Spannungen am pn-Übergang, der für die EL-Intensität maßgeblich ist, und diesem Serienwiderstand wieder. Daher sind die Messpunkte mit Bezug auf die Reziprozitätsrelation auf der Spannungsachse zunehmend nach rechts verschoben. Diese Sensitivität der Lumineszenzcharakterisierung hinsichtlich dem Serienwiderstand bietet das Potential zu dessen orts aufgelösten Charakterisierung, worauf in Kapitel 8 ausführlich eingegangen wird.

Von den in rot dargestellten PL-Intensitäten wurde wie erwähnt nach Gleichung 2.24 die entsprechende Intensität unter Kurzschlussbedingungen Φ_K subtrahiert, um die reine Abhängigkeit von der Spannung wiederzugeben. Die roten PL-Messpunkte verhalten sich damit äquivalent zur EL. Da die PL-Aufnahmen im Leerlaufzustand

der Zelle gemacht werden, fließt kein Strom und Serienwiderstandseffekte spielen keine primäre Rolle. Leicht erhöhte PL-Intensitäten bei großen Leerlaufspannungen deuten allerdings darauf hin, dass am externen Kontakt nicht die exakt richtige Leerlaufspannung gemessen wird. Da die aufgetragenen Intensitäten tendentiell in der Zellmitte gemessen sind, bedeutet dies, dass die Leerlaufspannung am Zellrand, wo sich der externe Messkontakt befindet, etwas erniedrigt ist. Dies ist aufgrund der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen geringen Inhomogenität der LED-Array-Leistungsdichte gut vorstellbar. Ein relativ hoher Emitterschichtwiderstand der GaInP₂-Oberkomponentenzelle (siehe Kapitel 8) verhindert dabei mit steigender Beleuchtungsintensität einen besseren Spannungsausgleich über die Zellfläche. Die Kurzschlussintensität ist in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte, die durch die LED-Leistung bestimmt wird, in Abbildung 4.3 (a) aufgetragen. Ganz offen-

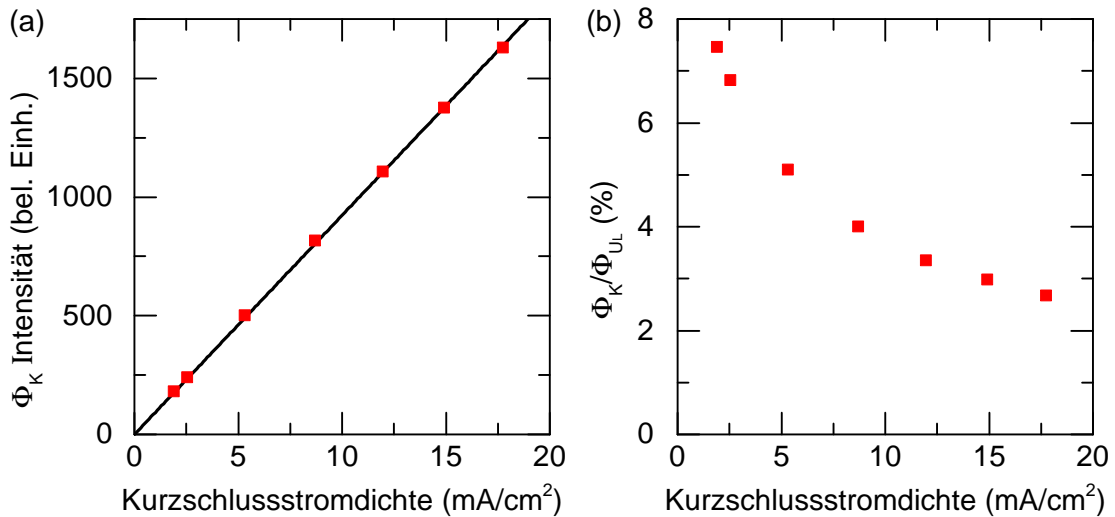


Abbildung 4.3: Gemittelte Lumineszenzintensität Φ_K unter Kurzschlussbedingungen und Ausgleichsursprungsgerade (a) und deren Verhältnis zum spannungsbestimmten Intensitätsanteil Φ_{U_L} (b) einer GaInP₂-Oberkomponentenzelle in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte.

sichtlich ist eine direkte Proportionalität zur Kurzschlussstromdichte bzw. der Beleuchtungsintensität zu erkennen. Unter Kurzschlussbedingungen wird ein Anteil von $\text{IQE}_{405\text{ nm}} < 1$ der photogenerierten Ladungsträger extrahiert und kann somit nicht strahlend rekombinieren und nicht zur Lumineszenzintensität beitragen. Dabei entspricht $\text{IQE}_{405\text{ nm}}$ der internen Quanteneffizienz der Solarzelle bei der Anregungswellenlänge von 405 nm. Im Umkehrschluss bedeutet dies aber, dass ein Anteil von $(1 - \text{IQE}_{405\text{ nm}})$ an Überschussladungsträgern auch im Kurzschlussbetrieb in der Solarzelle vorhanden ist. Ein Teil davon rekombiniert strahlend, was die Lumineszenzintensität

unter Kurzschluss verursacht. Zusätzlich trägt vermutlich in geringem Maße auch die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Fluoreszenzanregung gewisser Materialien im Aufbau zu den PL-Bildern bei. Da die Überschussladungsträgerdichte proportional zur Kurzschlussstromdichte J_K ist, erklärt dies die direkte Proportionalität zwischen Φ_K und J_K :

$$\Phi_K \propto J_K. \quad (4.1)$$

Das Verhältnis der Kurzschlussintensität zum rein spannungsabhängigen PL-Intensitätsanteil aus Abbildung 4.2 nimmt mit zunehmender Kurzschlussstromdichte ab, wie in Abbildung 4.3 (b) zu sehen ist. Wird die Solarzelle im Gegensatz zu Abschnitt 2.1.2 mit dem vereinfachten Eindiodenmodell mit Idealitätsfaktor $1 \leq n \leq 2$ betrachtet, gilt für die J-U-Charakteristik und die Leerlaufspannung folgender Zusammenhang [Gru06]:

$$J = J_0 \cdot \left(e^{\frac{eU}{nkT}} - 1 \right) - J_K \quad (4.2)$$

$$U_L = \frac{nkT}{e} \cdot \ln \left(\frac{J_K}{J_0} + 1 \right). \quad (4.3)$$

Wird der Ausdruck für U_L in den spannungsabhängigen Teil von Gleichung 2.24 eingesetzt, ergibt sich:

$$\Phi_{U_L} = C \cdot \left(\frac{J_K}{J_0} + 1 \right)^n = C \cdot \left(\frac{J_K}{J_0} \right)^n \quad \text{für } J_K \gg J_0. \quad (4.4)$$

Da $n > 1$ nimmt das in Abbildung 4.3 (b) dargestellte Verhältnis Φ_K / Φ_{U_L} mit zunehmender Kurzschlussstromdichte ab und als Konsequenz ist eine Berücksichtigung des J_K -Bildes für niedrigere Anregungsleistungen umso wichtiger.

4.2.2 Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle

In Abbildung 4.4 ist äquivalent zur GaInP₂-Oberkomponentenzelle für verschiedene Spannungen die EL- sowie PL-Intensität mit zugehöriger Leerlaufspannung für die Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle gezeigt. Die Reziprozitätsrelation ist ebenso wie für die Oberkomponentenzelle für die EL- und die korrigierten PL-Werte hervorragend erfüllt. Die Abweichung der EL-Intensität von der theoretischen Kurve aufgrund von Serienwiderstandseffekten ist im Vergleich zur Oberkomponentenzelle nicht so groß. Dabei muss berücksichtigt werden, dass wegen der Sättigung des Kamerasensors für die Mittelkomponentenzelle nur Bilder bis maximal 33,1 mA/cm² möglich sind. Der aus Abbildung 4.4 ermittelte Spannungsabfall über dem Serienwiderstand

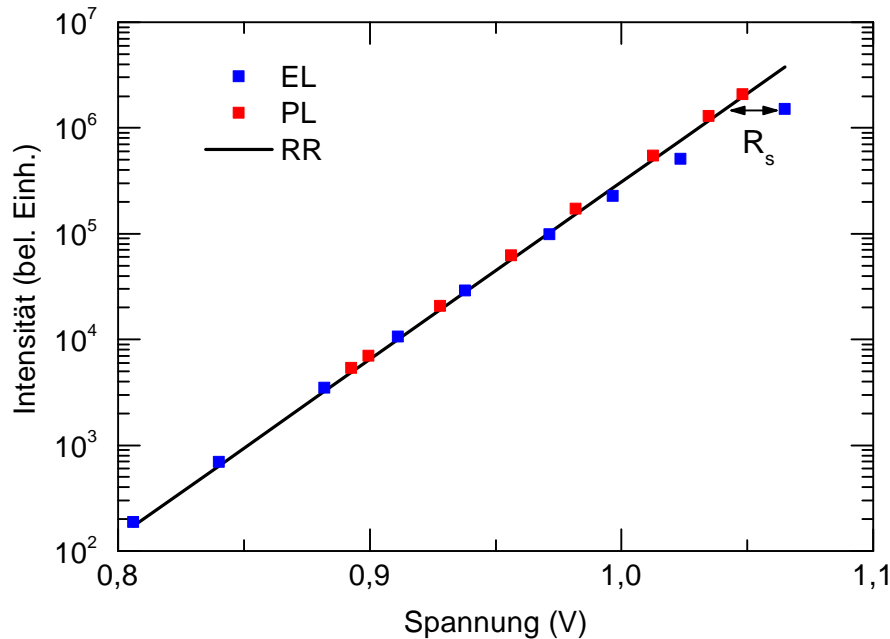


Abbildung 4.4: Über die Zellfläche gemittelte integrale EL- bzw. PL-Intensität (korrigiert um Φ_K) einer Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) aus Gleichung 2.24 bei 300 K.

beträgt in diesem Fall 24 mV. Bei der identischen Stromdichte in der Oberkomponentenzelle, was dem blauen Punkt bei ca. 1,45 V in Abbildung 4.2 entspricht, ergibt sich ein Spannungsabfall von 28 mV. Diese Differenz zur Mittelkomponentenzelle ist bei gleicher Vorderseitenmetallisierung darauf zurückzuführen, dass neben der metallischen Kontaktgeometrie auch die Querleitfähigkeit des Halbleitermaterials über dem pn-Übergang zum Serienwiderstand beiträgt (siehe Kapitel 8). Im Falle der Oberkomponentenzelle handelt es sich dabei nur um den GaInP₂-Emitter und die Fensterschicht. Für die Mittelkomponentenzelle ist es hingegen der Ga(In)As-Emitter und eine relativ dicke GaInP₂ Schicht (siehe Abbildung 2.9), was den Halbleiterbeitrag zum Serienwiderstand erniedrigt. Die bessere örtliche Homogenität des 803 nm Diodenlasers führt auch dazu, dass die in Abbildung 4.4 rot dargestellten PL-Intensitäten exakt der theoretischen Reziprozitätsrelation folgen.

Die Abhängigkeit der Lumineszenzintensität unter Kurzschlussbedingungen und deren Verhältnis zur spannungsdefinierten PL-Intensität ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Analog zur Oberkomponentenzelle zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Kurzschlussintensität und der Kurzschlussstromdichte. Auch das Verhältnis von Φ_K/Φ_{UL} nimmt bei insgesamt kleineren Werten mit steigendem J_K ab. Da dieses Verhältnis allerdings schon tendentiell zu sättigen beginnt, deutet es darauf hin, dass

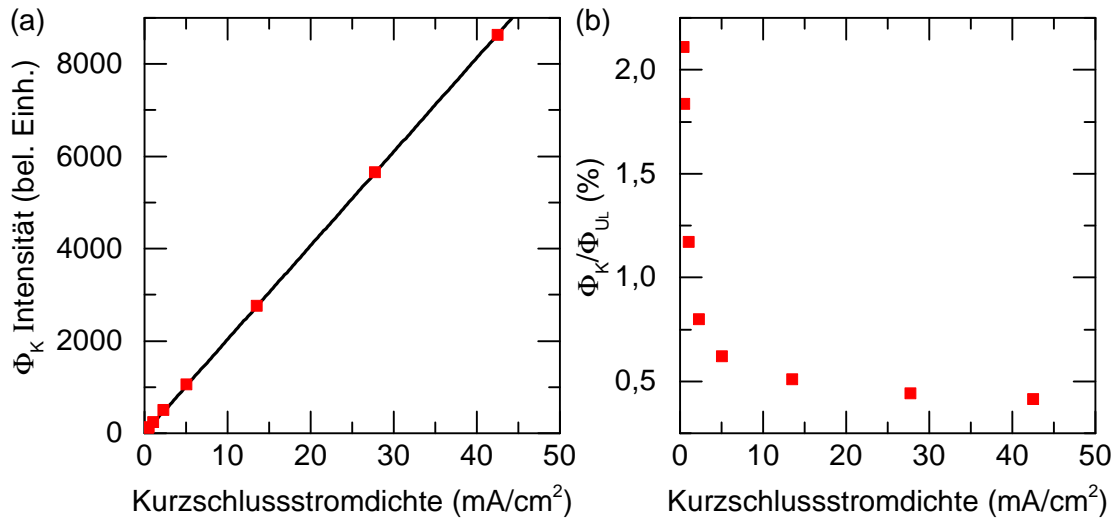


Abbildung 4.5: Gemittelte Lumineszenzintensität Φ_K unter Kurzschlussbedingungen und Ausgleichsursprungsgerade (a) und deren Verhältnis zum spannungsbestimmten Intensitätsanteil Φ_{U_L} (b) einer Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte.

sich der Idealitätsfaktor gegen 1 nähert. Mit Blick auf das Zweidiodenmodell und die damit verbundene J-U-Kennlinie in Abbildung 2.2 bedeutet dies, dass sich die Mittelkomponentenzelle bei den höheren Beleuchtungsintensitäten im Kennlinienast mit J_{01} bzw. $n=1$ befindet.

4.2.3 Ge-Unterkomponentenzelle

Abbildung 4.6 zeigt für die dritte Komponentenzelle der GaInP₂/Ga(In)As/Ge Dreifachsolarzelle, die Ge-Unterkomponentenzelle, die EL- und PL-Intensität in Abhängigkeit der extern angelegten Spannung bzw. der Leerlaufspannung. Für kleine Spannungen ist eine Abweichung der EL-Intensitäten von der theoretischen Reziprozitätsrelation erkennbar. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass das Nullbild der HgCdTe-Kamera einen Wert von ca. 8000 aufweist und wie in Abschnitt 3.1.2 erläutert, zeitlich nicht absolut stabil ist. Bei einer Lumineszenzintensität kleiner 10, wie dies für die drei kleinsten Werte der Fall ist, liegt daher ein sehr schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis vor, auch wenn das jeweilige Nullbild unmittelbar vorher aufgenommen wurde. Für hohe Spannungen und damit hohe Stromdichten ist wie bei der Ober- und Mittelkomponentenzelle der Einfluss des Serienwiderstands zu erkennen. Für die zu vergleichende Stromdichte von $33,1 \text{ mA/cm}^2$, was dem blauen Messpunkt bei $0,26 \text{ V}$ entspricht, beträgt der Spannungsabfall lediglich 10 mV . Dies

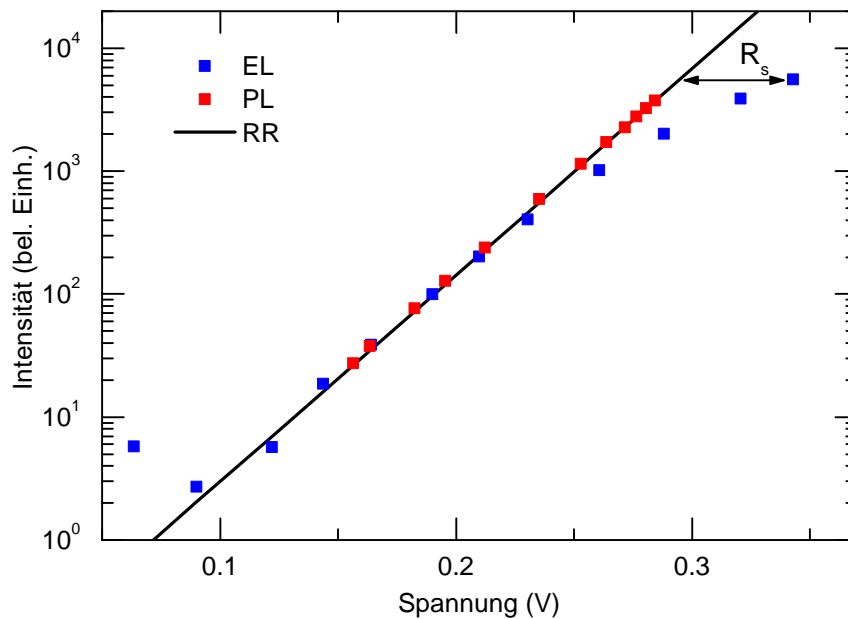


Abbildung 4.6: Über die Zellfläche gemittelte integrale EL- bzw. PL-Intensität (korrigiert um Φ_K) einer Ge-Unterkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) aus Gleichung 2.24 bei 300 K.

deutet darauf hin, dass wegen der dicken GaInP₂- und Ga(In)As-Schichten oberhalb der Ge-Unterkomponentenzelle die Querleitfähigkeit im Halbleitermaterial sehr gut ist und der Serienwiderstand in diesem Falle im Wesentlichen von der Vorderseitenmetallisierung stammt. Die um Φ_K korrigierten PL-Intensitäten zeigen hingegen im gesamten Messbereich die durch die Reziprozitätsrelation vorgegebene exponentielle Spannungsabhängigkeit sehr schön. Die zeitliche Drift der Kamera ist dabei ebenso nahezu eliminiert, da das entsprechende Kurzschluss- und Leerlaufbild unmittelbar hintereinander aufgenommen wurde.

Wie für die beiden anderen Komponentenzellen ist in Abbildung 4.7 die gemittelte Kurzschlussintensität und deren Verhältnis zur spannungsabhängigen PL-Intensität aufgetragen. Dabei ist es essentiell darauf hinzuweisen, dass bei dem um das Nullbild korrigierten Kurzschlussbild, im Gegensatz zur Ober- und Mittelkomponentenzelle, nicht die eindeutige Kontur der Solarzelle zu erkennen ist. Demzufolge ist das aufgenommene Bild nicht durch strahlende Rekombination in der Ge-Zelle verursacht. Die detektierte Intensität ist zu einem gewissen Teil nicht ausreichender Blockung der Filter bei der Anregungswellenlänge von 975 nm geschuldet. Andererseits deutet eine lokal stark erhöhte Intensität beim Kontaktsystem der Zelle, das im Vergleich zum Messblock thermisch nicht stabilisiert ist, darauf hin, dass insbesondere bei hohen

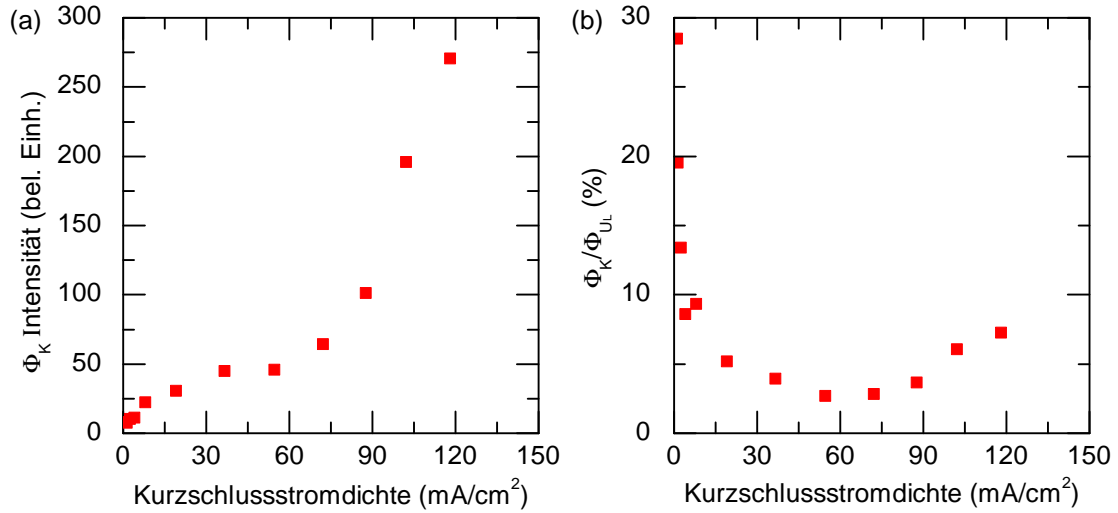


Abbildung 4.7: Gemittelte Lumineszenzintensität Φ_K unter Kurzschlussbedingungen (a) und deren Verhältnis zum spannungsbestimmten Intensitätsanteil Φ_{UL} (b) einer Ge-Unterkomponentenzelle in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte.

Laserleistungen der HgCdTe-Sensor bereits Wärmestrahlung detektiert. Die Werte bis mindestens zu einer Kurzschlussstromdichte von 30 mA/cm^2 sind zusätzlich durch die zeitliche Drift des Nullbildes mit einer großen Unsicherheit behaftet. Insgesamt muss demzufolge festgehalten werden, dass die Aussagekraft von Abbildung 4.7 begrenzt ist. Nichtsdestotrotz ist die Korrektur der PL-Aufnahmen um ein entsprechendes Kurzschlussbild von großer Wichtigkeit, um über die Intensität eine Spannungsaussage am pn-Übergang treffen zu können. Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Reziprozitätsrelation auch für die Ge-Unterkomponentenzelle gilt, aber aufgrund der sehr schwachen Signalstärke experimentelle Schwierigkeiten bestehen und ein besonderes Augenmerk auf die Aufnahme bestmöglicher Null- und Kurzschlussbilder zu achten ist.

4.2.4 Kurzschlussbild bei der Dreifachsolarzelle

Der fehlende Zugriff auf die Teilspannungen ermöglicht wie eingangs erwähnt keine direkte Überprüfung der integralen Reziprozitätsrelation nach Gleichung 2.24 für die Dreifachsolarzelle. Da die Teilzellen der Dreifachsolarzelle allerdings identisch zu den jeweiligen Komponentenzellen aufgebaut sind und wie in Abschnitt 4.1 gezeigt die spektrale Reziprozitätsrelation gilt, ist zweifelsfrei davon auszugehen, dass auch die integrale Reziprozitätsrelation mit deren exponentiellen Spannungsabhängigkeit für die Dreifachsolarzelle erfüllt ist.

Die drei vorherigen Abschnitte mit den Komponentenzellen haben auch gezeigt, dass insbesondere bei kleinen Intensitäten die Subtraktion eines Kurzschlussbildes von den PL-Bildern notwendig ist, um eine Spannungsaussage treffen zu können. Dazu reicht es bei Mehrfachsolarzellen im Vergleich zu den Einfach-Komponentenzellen nicht aus, ein entsprechendes Bild unter Kurzschluss, sprich 0 V, aufzunehmen. Die Kurzschlussbedingung im Rahmen der integralen Reziprozitätsrelation bezieht sich dabei auf 0 V an der entsprechenden Teilzelle. Damit eine beleuchtete Teilzelle in Kurzschluss gebracht werden kann, muss die zu untersuchende Teilzelle die limitierende Teilzelle sein. Dementsprechend sind im Gegensatz zum eigentlichen PL-Bild unter Leerlaufbedingungen für das zugehörige Kurzschlussbild alle Teilzellen zu beleuchten. Die Anregungsintensitäten sind dabei so zu wählen, dass die zu untersuchende Teilzelle mit der identischen Intensität wie beim zugehörigen PL-Bild beleuchtet wird und die beiden anderen Teilzellen einen Überschussphotostrom generieren. Da die drei Lichtquellen unterschiedliche Maximalphotoströme erzeugen können, ist es in dem in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Aufbau unter Umständen nicht möglich eine entsprechende Einstellung zu wählen. In diesem Fall sind die entsprechenden Teilzellenspannungen aber zumeist so groß, dass der additive Kurzschlussstrom den spannungsabhängigen Lumineszenzanteil nur noch sehr wenig verfälscht. Alternativ kann aufgrund des oben gezeigten linearen Zusammenhangs zwischen der Kurzschlussintensität und der Kurzschlussstromdichte ein Kurzschlussbild bei kleineren Intensitäten aufgenommen und anschließend hochskaliert werden.

Neben der angemessenen Auswahl an Anregungsintensitäten ist auch die externe Spannung für das Kurzschlussbild von Bedeutung. Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 aufgeführt, befindet sich im Kurzschluss der gesamten Dreifachzelle die limitierende Teilzelle bei einer negativen Spannung. Bei einer Spannung, die der Summe der beiden Leerlaufspannungen der nicht-limitierenden Teilzellen entspricht, befindet sich hingegen die limitierende Teilzelle bei den gewünschten 0 V. Diese Spannung ist aber nicht exakt bekannt und kann nur empirisch abgeschätzt werden. Abbildung 4.8 zeigt für die Ober- und Mittelzelle einer Dreifachsolarzelle das Verhältnis von der Kurzschlussintensität Φ_K zum kurzschlusskorrigierten PL-Intensitätsanteil unter Leerlaufbedingungen Φ_{UL} in Abhängigkeit der externen Gesamtspannung bei der jeweils das entsprechende Kurzschlussbild aufgenommen wurde. Für beide Teilzellen ist eine leicht steigende Tendenz mit wachsender Spannung erkennbar. Dies lässt sich damit erklären, dass für negative Spannungen am pn-Übergang, was für kleine Gesamtspannungen der Fall ist, die interne Quanteneffizienz aufgrund der ausgedehnten Raumladungszone erhöht ist. Folglich findet auch weniger strahlende Rekombination statt. In Anbetracht anderer Messunsicherheiten spielt aber die genaue Spannung

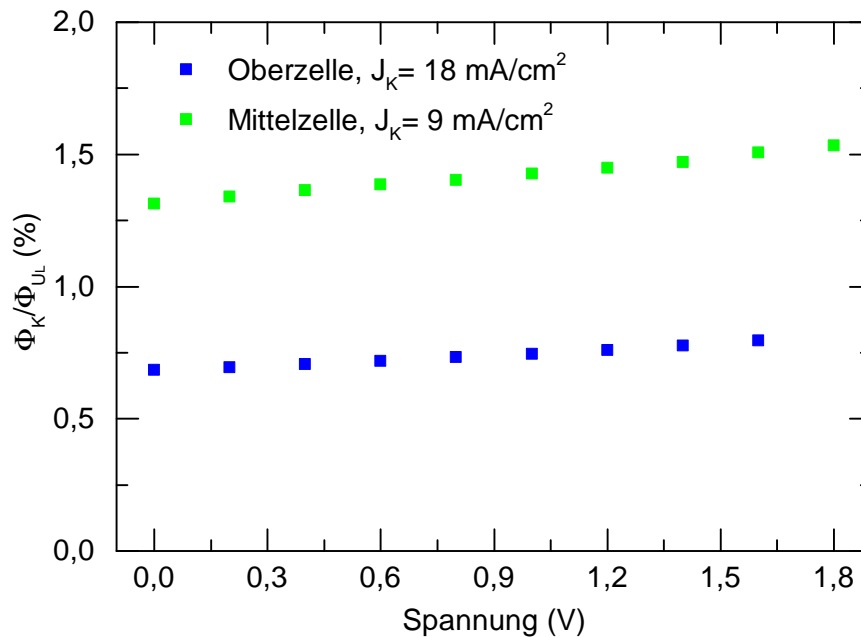


Abbildung 4.8: Verhältnis der Kurzschlussintensität Φ_K zum kurzschlusskorrigierten Intensitätsanteil unter Leerlaufbedingungen Φ_{U_L} für die Ober- und Mittelzelle einer Dreifachzelle in Abhängigkeit der externen Gesamtspannung bei der jeweils das entsprechende Kurzschlussbild aufgenommen wurde.

für das Kurzschlussbild zumeist keine entscheidende Rolle. Da das Kurzschlussbild für die Ge-Untierzelle, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, von mehreren Faktoren abhängt, macht eine ähnliche Betrachtung für die Untierzelle keinen Sinn. Vielmehr ist analog zur Unterkomponentenzelle darauf zu achten, dass das Kurzschlussbild aufgrund der zeitlichen Drift der Kamera zeitnah aufgenommen wird.

4.3 Qualitative Unterschiede von EL und PL

Abgesehen von der exponentiell spannungsabhängigen Lumineszenzintensität, die sich für EL und PL identisch verhält, gibt es bei einer orts aufgelösten Betrachtung der Lumineszenzintensität zwischen beiden Anregungsmechanismen prinzipielle Unterschiede. Einerseits ist die Homogenität der Anregung unterschiedlich und im Hinblick auf Mehrfachsolarzellen gibt es bei EL elektrische Kopplungseffekte.

4.3.1 Homogenität der Anregung

Ein entscheidender Unterschied sowohl für Einfach- als auch Mehrfachsolarzellen ist die Homogenität der Anregung bei EL und PL. Im Falle von Elektrolumineszenz werden die Überschussladungsträger über einen Vorwärtsstrom injiziert. Die Stromquelle wird dabei an die dafür vorgesehenen externen Kontakte der Vorder- und Rückseite angeschlossen. Wie bereits erwähnt, ist der Vorderseitenkontakt aus einem Sammelbalken mit dünnen Kontaktfingern aufgebaut, was die Stromverteilung über die gesamte Solarzellenfläche stark beeinflusst. Im Gegensatz dazu liefert PL eine vom Frontkontakt völlig unabhängige Anregungsmöglichkeit. Photolumineszenz wird daher sogar während der Si-Zellfertigung als Prozesskontrolle eingesetzt [Tru07b]. Die Homogenität der Anregung ist im Vergleich zur EL daher auch nicht von der Geometrie des Vorderseitenkontakts und anderen die Stromverteilung beeinflussenden lokalen Inhomogenitäten beeinflusst, sondern ausschließlich durch die Optik der Anregungslichtquelle definiert. In Abbildung 4.9 ist der Ausschnitt einer Oberzellenaufnahme einer Dreifachsolarzelle unter EL- (a) und PL-Anregung (b) gezeigt. Unten rechts im Bildausschnitt ist der externe Frontkontakt zu sehen, von

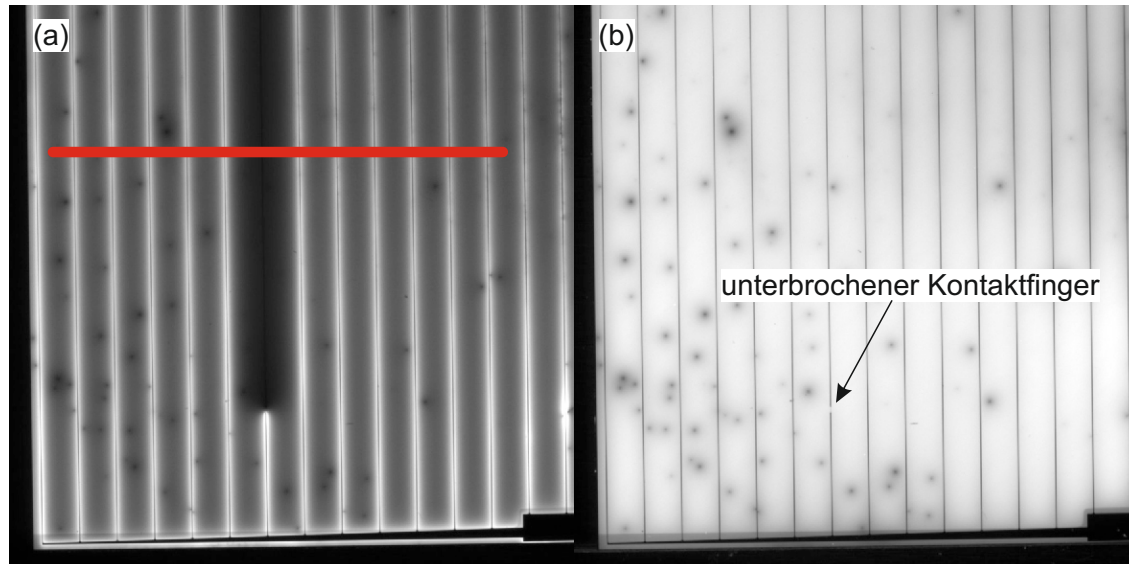


Abbildung 4.9: (a) EL-Oberzellenbild mit 33 mA/cm^2 und (b) PL-Oberzellenbild mit 80 mW/cm^2 @ 405 nm einer $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzelle.

dem der spitz zulaufende Sammelbalken in horizontaler Richtung weggeführt. In vertikaler Orientierung sind die Kontaktfinger deutlich zu erkennen, die die Lumineszenz darunter abschatten. Der durch einen Prozessfehler unterbrochene Kontaktfinger hat keinerlei Auswirkung auf das PL-Bild, führt im Falle von EL aber zu einem stark

abgedunkelten Streifen ab der Unterbrechung. Das Intensitätsprofil für EL und PL entlang der in Abbildung 4.9 (a) angedeuteten roten Linie ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Für beide Profile sind in regelmäßigen Abständen steile Einbrüche der

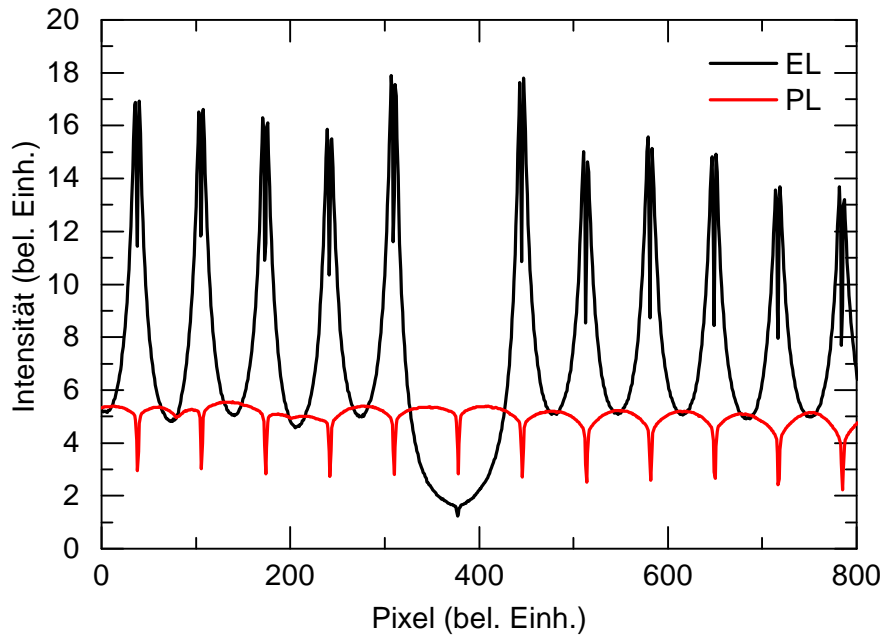


Abbildung 4.10: Intensitätsprofile des EL- und PL-Bildes entlang der roten Linie in Abbildung 4.9.

Intensität festzustellen, welche auf die Kontaktfinger und die daraus resultierende Abschattung zurückzuführen sind. Ansonsten ist die PL-Intensität im Vergleich zur Elektrolumineszenz im Wesentlichen konstant. Lediglich kleine nach unten geöffnete Parabeln zwischen den Kontaktfingern weisen darauf hin, dass die Abschattung der Kontaktfinger auch umgekehrt gilt und für die Anregung mittels LED-Array unter dem Metallfinger keine Elektron-Loch-Paare generiert werden. Da der pn-Übergang unmittelbar daneben die Leerlaufspannung bereitstellt, fließen in der Zelle laterale Ausgleichsströme unter die Kontaktfinger, die letztendlich zu dem gezeigten PL-Profilverlauf führen.

Für das EL-Profil sind umgekehrte und deutlich ausgeprägtere Parabeln zu sehen. Besonders stark ist dieser Effekt an der Stelle des unterbrochenen Kontaktfingers. Ursächlich dafür ist der Widerstand des Oberzellenemitters, welcher bei Stromfluss senkrecht zu den Kontaktfingern zu einem lateralen Spannungsabfall führt, der die Spannung am pn-Übergang und damit die EL-Intensität reduziert. In Kapitel 8 wird ausführlich auf den lokalen Serienwiderstand und dessen lumineszenzbasierte Messung eingegangen.

4.3.2 Elektrische Kopplung der Teilzellen

Die monolitische Serienverschaltung der Dreifachzelle begünstigt einen zweiten entscheidenden Unterschied zwischen EL- und PL-Messungen. Photolumineszenz kann an den drei Teilzellen völlig unabhängig voneinander gemessen werden, da es für jede Teilzelle eine eigens abgestimmte Anregungslichtquelle gibt. Für Elektrolumineszenz führt die Serienverschaltung hingegen dazu, dass immer nur eine Anregung aller drei Teilzellen gleichzeitig möglich ist. Diese EL-Bilder können wie oben beschrieben stark durch die Stromverteilung beeinflusst werden. Lokale Effekte in einzelnen Teilzellen, wie beispielsweise Shunts, bestimmen dabei nicht nur die Stromverteilung in der betroffenen Teilzelle, sondern haben aufgrund der Serienschaltung auch einen Einfluss auf alle anderen Teilzellen. Abbildung 4.11 zeigt EL- und PL-Bilder aller Teilzellen einer teilweise mit Elektronen bestrahlten Dreifachsolarzelle. Während der

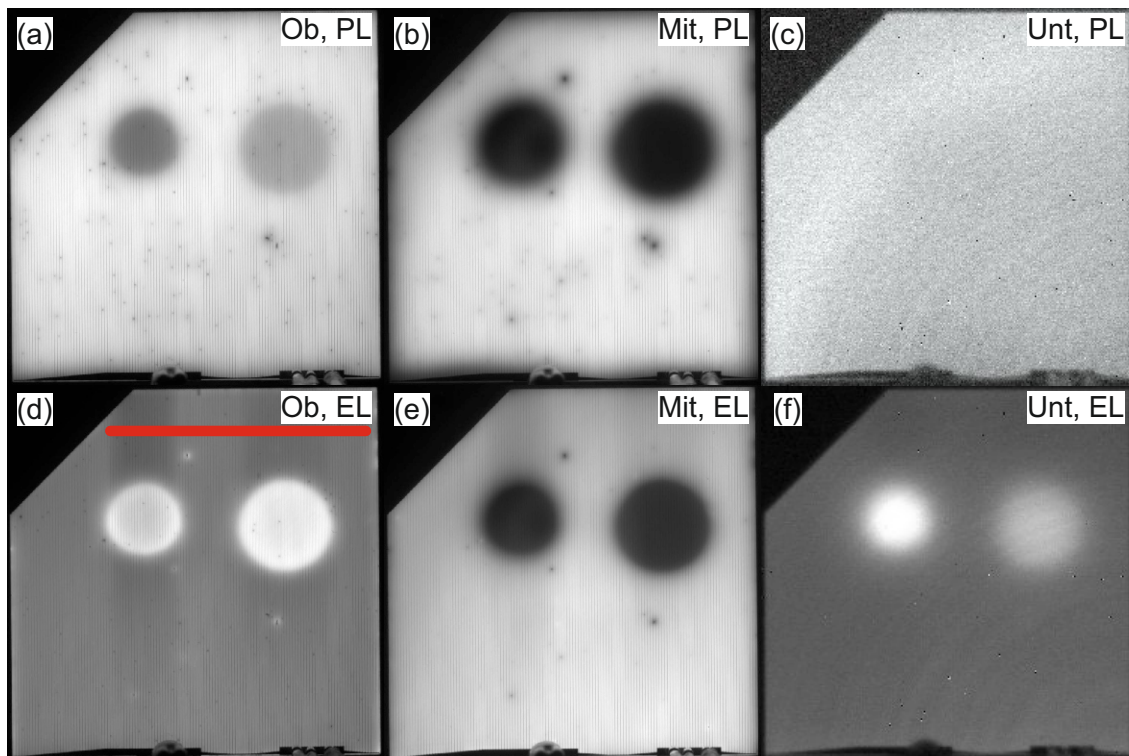


Abbildung 4.11: Lumineszenzbilder einer $4 \times 4 \text{ cm}^2$ Dreifachsolarzelle, die teilweise mit 1 MeV Elektronen bestrahlt wurde, wobei die Gesamtdosis innerhalb des kleineren Kreises $1 \cdot 10^{15} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ und innerhalb des größeren Kreises $3 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ betrug. (a)-(c) PL-Bilder der Oberzelle mit $80 \text{ mW}/\text{cm}^2 @ 405 \text{ nm}$, der Mittelzelle mit $30 \text{ mW}/\text{cm}^2 @ 803 \text{ nm}$ und der Unterzelle mit $35 \text{ mW}/\text{cm}^2 @ 975 \text{ nm}$. (d)-(f) EL-Bilder der Ober-, Mittel- und Unterzelle bei $33 \text{ mA}/\text{cm}^2$.

Bestrahlung mit 1 MeV Elektronen wurde ein Großteil der Zelle mit einem 2 mm dicken Aluminiumblech abgeschirmt. Die gesamte Dosis betrug im größeren Kreis mit 9,6 mm Durchmesser $3 \cdot 10^{14} e^-/cm^2$ und im kleinen Kreis mit 7,1 mm Durchmesser $1 \cdot 10^{15} e^-/cm^2$. Elektronenbestrahlung führt hauptsächlich zu einer Degradation in der Mittelzelle und in geringerem Ausmaß in der Oberzelle [Bau05]. Im Gegensatz dazu ist die Unterzelle insbesondere im Wellenlängenbereich direkter Bandlückenabsorption ziemlich strahlungsresistent [Hoh10]. Dieses Degradationsverhalten wird eindeutig in den PL-Bildern 4.11 (a)-(c) wiedergegeben. Ober- und Mittelzelle bilden exakt das Bestrahlungsmuster ab. Eine erniedrigte Intensität bedeutet dabei eine Degradation der Leerlaufspannung, die umso stärker ist, je höher die Strahlungsdosis war. Im Gegensatz dazu zeigt sich die Unterzelle unbeeinflusst durch die Elektronenbestrahlung, da die Anregungswellenlänge von 975 nm über die direkte Bandlücke von Germanium am Γ -Punkt bei 0,8 eV absorbiert wird. Für die Ober- und Mittelzelle kann aus der Reziprozitätsrelation 2.24 der mittlere Spannungsunterschied zwischen dem nicht-bestrahlten und den beiden bestrahlten Bereichen folgendermaßen berechnet werden:

$$\Delta U = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right) \quad (4.5)$$

wobei die PL-Intensität um Φ_K korrigiert ist und Φ_1 bzw. Φ_2 der Intensität im nicht-bestrahlten und bestrahlten Bereich entsprechen. Tabelle 4.1 führt die aus den Intensitätsunterschieden berechneten Spannungsdifferenzen für die PL-Bilder 4.11 (a) und (b) auf. Beim Betrachten dieser Werte ist es wichtig darauf hinzuwei-

Bestrahlungsdosis (e^-/cm^2)	ΔU_{Ober} (mV)	ΔU_{Mittel} (mV)
$3 \cdot 10^{14}$	-11	-70
$1 \cdot 10^{15}$	-22	-65

Tabelle 4.1: Spannungsdifferenzen der Ober- und Mittelzelle in den elektronbestrahlten Bereichen aus den PL-Bildern 4.11 (a) und (b) nach Gleichung 4.5.

sen, dass diese Spannungsunterschiede nicht unmittelbar dem Unterschied in der Leerlaufspannung zwischen bestrahltem und nicht-bestrahltem Bereich entsprechen. Denn die PL-Bilder sind im Leerlaufbetrieb der Gesamtzelle aufgenommen, was nicht bedeutet, dass sich jede Teilfläche der Zelle beim lokalen U_L befindet. Aufgrund der unterschiedlichen Leerlaufspannungsbereiche ist es vielmehr zu erwarten, dass interne Ausgleichsströme fließen, die die lokale Spannung an den pn-Übergängen beeinflussen. Letztendlich werden dadurch die absoluten Unterschiede der Leerlaufspannungen im PL-Bild abgemildert wiedergegeben. Im Falle der Mittelzelle führt dies auch dazu,

dass die Spannung und damit die Intensität im weniger stark bestrahlten Bereich sogar niedriger ist als im stark bestrahlten Bereich. Begünstigt wird dies zusätzlich durch die größere Fläche des weniger bestrahlten Bereichs und im Vergleich zur Oberzelle durch eine höhere Querleitfähigkeit, welche die lateralen Ausgleichsströme beeinflusst.

Die EL-Bilder der selben Zelle in Abbildung 4.11 (d)-(f) zeigen abgesehen von der Mittelzelle ein nahezu inverses Verhalten zu den PL-Aufnahmen, die unabhängig für jede Teilzelle aufgenommen werden. Die Oberzelle weist trotz der über PL nachgewiesenen Degradation eine erhöhte EL-Intensität in den bestrahlten Bereichen auf. Ebenso die Unterzelle, die unbeeinträchtigt durch die Elektronenbestrahlung ist. Die Ursache ist in einer stark inhomogenen Stromverteilung zu suchen, die aus den lokal unterschiedlichen J-U-Parametern resultiert. Wird in einem ersten Ansatz der lokale Serienwiderstand außer Acht gelassen, fällt an jedem Punkt auf der Zellfläche an der Serienschaltung aller drei Teilzellen die selbe Gesamtspannung, nämlich die externe Spannung, ab. Die anhand der PL-Bilder nachgewiesene Degradation der J-U-Parameter in der Ober- und Mittelzelle bedeutet demzufolge eine erhöhte Stromdichte in den bestrahlten Bereichen. Dies ist durch das EL-Bild der Unterzelle bestätigt, das als Stromindikator verwendet werden kann [Zim09]. Da die J-U-Parameter der Unterzelle homogen sind, wie das entsprechende PL-Bild 4.11 (f) zeigt, ist die erhöhte EL-Intensität und damit lokal größere Spannung nur durch eine örtlich höhere Stromdichte möglich. Diese höhere Stromdichte in den bestrahlten Bereichen überkompensiert die Degradation in der Oberzelle und führt zur erhöhten EL-Intensität. Diese gegenseitige Beeinflussung der EL-Intensitäten der drei Teilzellen wird als elektrische Kopplung bezeichnet und ist identisch bei lokalen Shunts in einzelnen Teilzellen vorzufinden.

Bei genauerer Betrachtung ist ein weiterer Unterschied zwischen den EL- und PL-Bildern erkennbar. Abbildung 4.12 zeigt den Intensitätsverlauf entlang der in Abbildung 4.11 (a) eingezeichneten roten Linie für das EL- und PL-Bild der Oberzelle. Aufgrund der sehr hohen Kontaktfingerdichte bei diesem Zelltyp ist selbst für die 1 Megapixel Bilder jedes fünfte Pixel abgeschattet und die Kontaktfinger sind auf den Bildern nur schlecht zu erkennen und führen zu einer starken Oszillation der Intensitätsprofile. Nichtsdestotrotz sind die Hauptunterschiede deutlich erkennbar. Die PL-Intensität ist relativ konstant, wobei der Abfall zu den Rändern hin auf die Inhomogenität des LED-Arrays und Oberflächenrekombination am Zellrand zurückzuführen ist. Im Gegensatz dazu zeigt der EL-Verlauf eine ausgeprägte Charakteristik in der Hinsicht, dass die Intensität bei den Kontaktfingern, die über den bestrahlten Bereich führen, deutlich erniedrigt ist. Dieses Verhalten ist sowohl ober- als auch unterhalb der bestrahlten Kreise sichtbar, und wenn auch weniger stark,

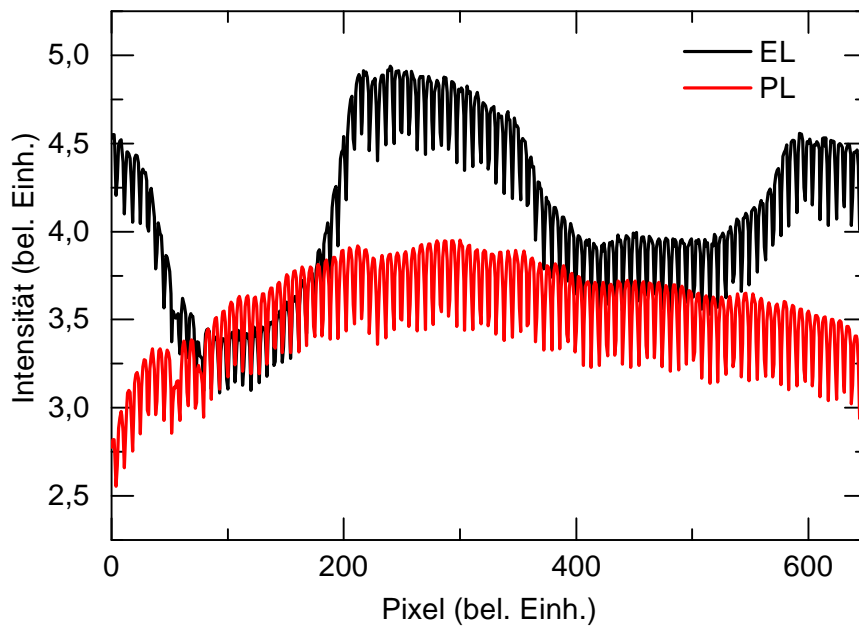


Abbildung 4.12: Intensitätsprofile der Oberzellen EL- und PL-Bilder entlang der roten Linie in Abbildung 4.11.

in den Mittel- und Unterzell-EL-Bildern ebenfalls abgebildet. Ursächlich dafür ist der ohmsche Widerstand der Kontaktfinger. Wie oben erläutert, ist die Stromdichte in den bestrahlten Bereichen erhöht, wodurch mehr Strom über die Kontaktfinger, welche zu den bestrahlten Bereichen führen, fließt. Dies resultiert in einem größerem Spannungsabfall über dem Kontaktfinger und demzufolge erniedrigt sich die Spannung an den pn-Übergängen in der unmittelbaren Umgebung.

Kapitel 5

SPICE Simulation

Neben den experimentellen Messungen sind im Rahmen dieser Arbeit auch zahlreiche Simulationen, basierend auf SPICE (engl. simulation program with integrated circuit emphasis), durchgeführt worden. Angefangen bei den Grundlagen von SPICE in Abschnitt 5.1 befasst sich dieses Kapitel insgesamt mit den Modellierungsgrundlagen. Im Weiteren wird in Abschnitt 5.2 auf die J-U-Kennliniensimulation einer Dreifachsolarzelle mittels SPICE eingegangen und letztendlich im Abschnitt 5.3 ein dreidimensionales Netzwerkmodell zur Simulation von orts aufgelösten Parametern, insbesondere von Lumineszenzbildern, vorgestellt.

5.1 Grundlagen von SPICE

SPICE wurde 1973 an der Universität von Kalifornien in Berkley entwickelt und dient allgemein der Simulation von elektrischen Schaltungen [Nag73]. Basierend auf den grundlegenden SPICE-Algorithmen haben sich zahlreiche Simulationsprogramme etabliert. In dieser Arbeit wurde ausschließlich LTspice IV von Linear Technology verwendet [LTs13]. Das elektrische Schaltbild, welches simuliert werden soll, kann dabei graphisch erstellt werden und wird anschließend automatisch in eine sogenannte Netzliste mit Quellcode transferiert. Alternativ kann auch gleich eine Netzliste erstellt werden. LTspice hält alle typischen elektrischen aktiven sowie passiven Bauteile wie Widerstände, Kondensatoren, Spulen, Dioden, Strom- und Spannungsquellen usw. bereit. Dabei können kommerzielle Standardbauteile mit Typenbezeichnung ausgewählt, oder, wie nachfolgend ausschließlich verwendet, die physikalischen Parameter manuell definiert werden. Für die Solarzellensimulation sind dabei Widerstände und Dioden sowie Strom- und Spannungsquellen notwendig. Für die Modellierung der pn-Übergänge wird das Standard Berkley Diodenmodell verwendet, dem im

Wesentlichen der Stättigungssperrstrom und der Idealitätsfaktor vorgegeben wird. SPICE rechnet standardmäßig bei 300 K, weshalb auch alle Messungen bei dieser Temperatur durchgeführt wurden.

Für die nachfolgenden Simulationen sind hauptsächlich zwei Simulationsmodi von Bedeutung: `.op` simuliert den elektrischen Schaltkreis bei einem definierten Operationspunkt und `.dc` fährt eine Strom- oder Spannungsquelle mit einer definierten Schrittweite durch, was sich besonders für J-U-Kennlinien eignet. Prinzipiell liefert dabei jede konvergente SPICE Simulation den Strom in jedem Bauteil sowie das elektrische Potential an jedem Knotenpunkt als Ergebnis. Über die Potentialdifferenz zweier Knotenpunkte kann damit auch der Spannungsabfall über jedem Bauteil bestimmt werden.

Neben der numerischen Solarzellensimulation mittels kommerzieller Halbleitersimulationsprogramme [Phi08] wird auch SPICE für die elektrische Simulation von Solarzellen häufig verwendet. Insbesondere dreidimensionale Netzwerkmodelle zur orts aufgelösten Simulation, wie es auch in Abschnitt 5.3 eingeführt wird, bieten sich mittels SPICE an. In der Literatur sind derartige Modelle mit unterschiedlichen Zielsetzungen für Si- [Zek96], GaAs- [Gal05], [Ste11] und Cu(In,Ga)Se₂-Einfachsolarzellen [Pie11] sowie für III-V-Dreifachsolarzellen [Nis04], [Ste12a] zu finden. Abgesehen von [Zek96] und [Pie11] handelt es sich dabei um die Simulation von verhältnismäßig kleinen Solarzellen für die Anwendung unter konzentriertem Sonnenlicht.

5.2 Kennliniensimulation

Bei Vernachlässigung von Serien- und Parallelwiderständen ist die J-U-Kennlinie einer Dreifachsolarzelle durch die Serienschaltung der drei pn-Übergänge der Teilzellen sowie den beiden Tunneldioden bestimmt. Die typische J-U-Kennlinie einer Tunneldiode wurde von Guter und Bett vermessen [Gut06]. Für die in dieser Arbeit maximal verwendeten Stromdichten von 200 mA/cm² entspricht dies einem Spannungsabfall von maximal 1,4 mV pro Tunneldiode und ist daher im Vergleich zu den Spannungen an den eigentlichen Teilzellen absolut vernachlässigbar. Ein Einfluss der Tunneldiode wäre erst bei sehr tiefen Temperaturen oder unter extremen Konzentrationsfaktoren zu erwarten. Das in Abbildung 5.1 dargestellte Ersatzschaltbild der Dreifachsolarzelle setzt sich daher vereinfacht aus der dreifachen Serienschaltung des in Abbildung 2.3 gezeigten Ersatzschaltbildes einer Einfachsolarzelle zusammen. Dabei sind wie bereits erwähnt Serien- und Parallelwiderstände vernachlässigt. Für einen Shunt in der Dreifachsolarzelle gibt es in der Hinsicht zweierlei Möglichkeiten,

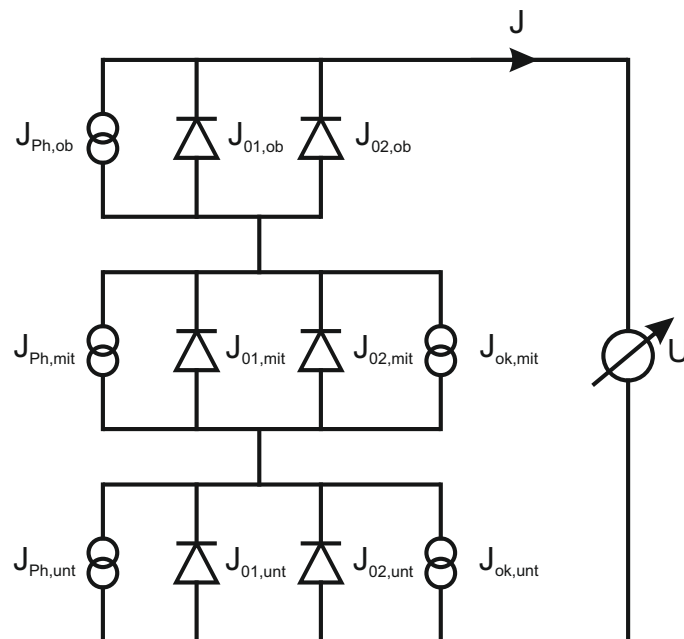


Abbildung 5.1: Ersatzschaltbild einer beleuchteten Dreifachsolarzelle nach dem Zweiodenmodell ohne Serien- und Parallelwiderstand, aber mit optischer Kopplung.

dass er entweder eine einzelne oder mehrere Teilzellen gleichzeitig überbrückt. Auf Shunts wird in Kapitel 7 ausführlich eingegangen. Alle drei Teilzellen sind mit dem Zweiodenmodell nach Gleichung 2.13 repräsentiert, wobei der Indizes „ob“ für die Oberzelle, „mit“ für die Mittelzelle und „unt“ für die Unterzelle stehen. Das jeweilige J_{01} beschreibt dabei die Sättigungssperrstromdichte in der neutralen Zone des pn-Übergangs und J_{02} die Sättigungssperrstromdichte in der Raumladungszone. Die Photostromdichten J_{Ph} beschreiben die jeweils in einer Teilzelle generierten Ladungsträger und stehen mit Bezug auf den verwendeten EL- und PL-Messplatz für die drei Anregungslichtquellen.

Als neuer Effekt im Ersatzschaltbild der Dreifachsolarzelle ist die optische Kopplung berücksichtigt, welche durch eine zweite Stromquelle für die Mittel- und Unterzelle abgebildet wird. Optische Kopplung beschreibt die Tatsache, dass bei einer Vorwärtsspannung am pn-Übergang Photonen emittiert werden, die in der darunterliegenden Teilzelle einen zusätzlichen Photostrom erzeugen können. Sie hängt, wie in Abschnitt 6.2 ausführlich erläutert, exponentiell von der Spannung bzw. linear vom Strom in der Diode mit J_{01} der darüberliegenden Teilzelle ab. In LTspice wird dies durch eine Stromquelle, die über eine beliebige Funktion definiert werden kann (engl. arbitrary behavioral current source), modelliert. Eine Abbildung 5.1 entsprechende LTspice Netzliste ist in Anhang A zu finden. Damit können J-U-Kennlinien mit beliebigen Beleuchtungssituationen simuliert und beliebige Parameter wie Teilzellspannungen

extrahiert werden. Die Bestimmung aller Sättigungssperrströme wird in Kapitel 6 vorgestellt.

5.3 Dreidimensionales Netzwerkmodell

Für große Zellen, wie dies in der Weltraumanwendung mit aktuell $8 \times 4 \text{ cm}^2$ der Fall ist, bietet es sich an, die gesamte Zellfläche in kleinere Einheiten zu unterteilen und daraus ein dreidimensionales Netzwerkmodell aufzubauen. Damit können die lokalen Diodenspannungen simuliert werden, die über die Reziprozitätsrelation in eine Lumineszenzintensität umrechenbar sind. Der große Vorteil eines ausgedehnten Netzwerkmodells besteht darin, dass stark lokalisierte Effekte wie Shunts deutlich realitätsnäher modelliert werden können. Abhängig von der Auflösungsgröße führt dies zu Netzlisten mit mehreren Tausend Bauelementen und Knotenpunkten. Ein eigens erstelltes C++ Programm mit zahlreichen Schleifen erstellt dabei Stück für Stück diese großen Netzlisten. Ebenso werden die generierten Daten, sprich Bauteilströme und elektrische Potentiale an allen Knotenpunkten, mit dem C++ Programm weiterverarbeitet und letztendlich kann beispielsweise eine J-U-Kennlinie oder ein orts aufgelöstes Spannungsbild einer Teilzelle erstellt werden.

5.3.1 Quervernetzung

Die entscheidende Verbesserung eines dreidimensionalen Modells im Vergleich zum Ersatzschaltbild in Abbildung 5.1 ist die laterale Auflösung, welche aus einer Quervernetzung der einzelnen Elemente resultiert. Dadurch ist auch nicht jedes Teilstück direkt an die externe Spannungsquelle angeschlossen, sondern über die ebenfalls nachgebildete Vorderseitenkontaktgeometrie realitätsnah kontaktiert, wodurch Serienwiderstandseffekte, wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt, simuliert werden können. Abbildung 5.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des dreidimensionalen Netzwerkmodells, wobei aus Übersichtlichkeitsgründen jede Teilzelle anstelle von zwei Dioden mit einer bzw. zwei Stromquellen durch eine einzige Diode symbolisiert ist. Die eigentliche in C++ generierte Netzliste enthält aber für jedes lokale Element alle entsprechenden Details wie in Abbildung 5.1 und in der Netzliste im Anhang A.

Die ohmschen Widerstände, welche die laterale Quervernetzung zwischen allen Teilzellen herstellen, modellieren dabei die Querleitfähigkeit der diversen Halbleiterschichten zwischen den jeweiligen pn-Übergängen, wie sie in Abbildung 2.8 dargestellt sind. R_{ob} kombiniert dementsprechend die Emitter- und Fensterschicht der Oberzelle. Zu

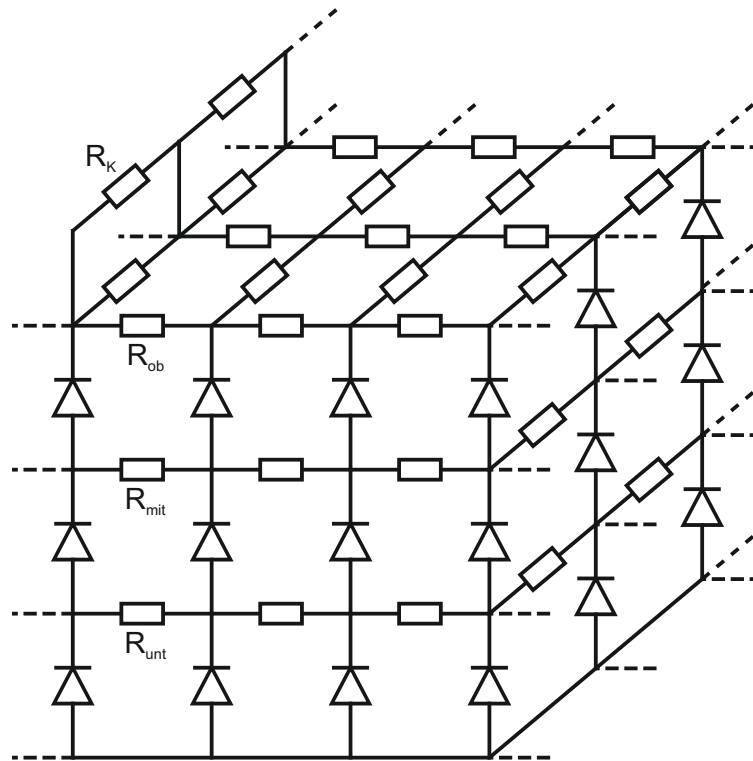


Abbildung 5.2: Ausschnitt des quervernetzten Netzwerkmodells einer Dreifach-solarzelle mit den charakteristischen Widerständen R_{ob} , R_{mit} , R_{unt} und R_K . Aus Übersichtlichkeitsgründen ist jede Teilzelle vereinfacht durch eine Diode repräsentiert.

R_{mit} tragen die Querleitfähigkeiten der Basis und BSF der Oberzelle, die Tunnel diode und die Fenster- und Emitterschicht der Mittelzelle bei. Äquivalent repräsentiert R_{unt} die Parallelschaltung von Basis und BSF der Mittelzelle, der Tunnel diode, der Anwachsschicht und dem Unterzellenemitter. Die lumineszenzbasierte Bestimmung dieser drei absoluten Widerstandswerte ist in Abschnitt 7.1 beschrieben. Auf den Widerstand der Vorderseitenmetallisierung R_K und deren geometrische Eigenschaften wird im nachfolgenden Abschnitt genauer eingegangen.

5.3.2 Vorderseitenkontakt

Die Geometrie des Vorderseitenkontakts und dessen Widerstand ist für die Stromverteilung bei EL-Bildern maßgeblich, wie dies in Abschnitt 4.3.1 aufgezeigt wird. Aber auch für die ortsaufgelöste PL-Charakterisierung kann der Vorderseitenkontakt einen Einfluss haben, wenn es darum geht, dass aufgrund unterschiedlichster Ursachen große laterale Ausgleichsströme fließen. Er ist daher möglichst exakt im SPICE-

Modell nachgebildet. Die entsprechende Geometrie ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Über die Geometrie und den spezifischen Widerstand von Silber mit $\rho_{Ag} = 0,016 \Omega \cdot \text{mm}^2/\text{m}$

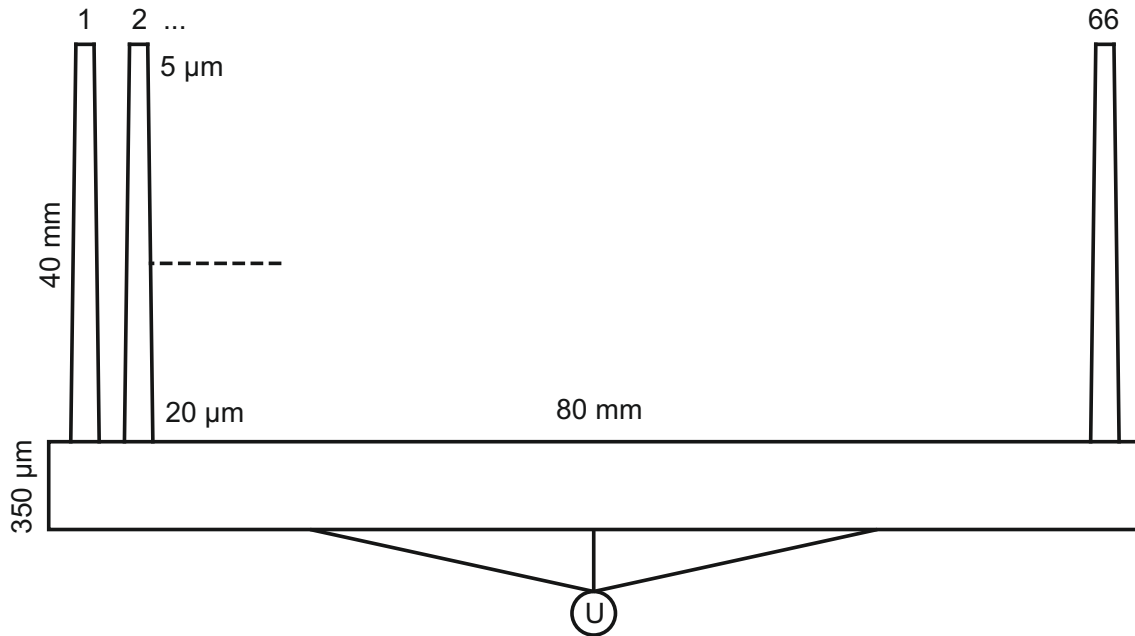


Abbildung 5.3: Nicht-maßstäbliche Darstellung der Vorderseitenkontaktgeometrie des dreidimensionalen SPICE-Modells.

mm^2/m können die entsprechenden Widerstandswerte berechnet werden:

$$R_K = \rho_{Ag} \cdot \frac{l}{b \cdot h} \quad (5.1)$$

wobei l für die Länge und b die Breite des jeweiligen Teilstücks steht, sowie $5 \mu\text{m}$ für die Höhe h der Metallisierung angenommen wird. Die 66 Kontaktfinger haben eine Länge von 40 mm und sind trapezförmig ausgeführt, wobei sie am Sammelbalken $20 \mu\text{m}$ und an deren Ende $5 \mu\text{m}$ breit sind. Damit ergibt sich ein Gesamtwiderstand für einen Kontaktfinger von $11,85 \Omega$. Der Sammelbalken führt über die gesamte Zelllänge von 80 mm mit einer Breite von $350 \mu\text{m}$. Die reale Solarzelle hat am Sammelbalken in regelmäßigen Abständen drei $7 \times 1 \text{ mm}^2$ große sogenannte Schweißpads, an denen der Zellverbinder zur Serienverschaltung der Solarzellen angeschweißt wird. Für die Charakterisierung wird die Dreifachsolarzelle an diesen drei Positionen kontaktiert, wie dies beispielsweise in Abbildung 3.3 zu erkennen ist. Im SPICE-Modell ist dies derart nachgebildet, dass die Kontaktfinger 14-19, 31-36 und 48-53 direkt mit der Spannungsquelle verbunden sind.

5.3.3 Verschiedene Pixelgrößen

Um eine möglichst detailgetreue Simulation mit guter Ortsauflösung zu erhalten, wäre eine Aufteilung der Zellfläche in möglichst kleine Teilstücke, im Folgenden als Pixel bezeichnet, wünschenswert. Die Rechenleistung aktueller PC-Systeme setzt der immer höheren Auflösung und damit immer größeren Netzlisten allerdings eine Grenze. Für EL-Simulationen kann zur Abhilfe ein kleiner Teilausschnitt der Gesamtzellfläche simuliert werden, wobei anzunehmen ist, dass die gemittelte Stromdichte in dem Teilstück auch der gemittelten Stromdichte über die gesamte reale Zelle entspricht [Nes13]. Für die Simulation von PL-Bildern ist hingegen die modellierte Fläche wichtig, da sie den Gesamtphotostrom bestimmt. Beispielsweise verbraucht ein lokaler Shunt unter Beleuchtung im Leerlaufbetrieb soviel generierten Photostrom, bis die Spannung über dem Shunt der Leerlaufspannung der umliegenden Zellfläche entspricht. Wird nur ein kleines Teilstück der realen Zellfläche modelliert, ist dies unter Umständen nicht möglich und die Simulation gibt nicht die realen Verhältnisse wieder. Als bestmöglicher Kompromiss wird die gesamte Zellfläche von $8 \times 4 \text{ cm}^2$ simuliert, wobei ein Ausschnitt von $6,05 \times 6,6 \text{ mm}^2$, auf dem besonderes Augenmerk liegt, hochauflösender modelliert wird. Bei diesem Ausschnitt wird nachfolgend vom gezoomten Bereich gesprochen. Außerhalb dieses Bereiches ist zusätzlich eine bessere Auflösung in horizontaler Richtung, sprich senkrecht zu den Kontaktfingern, wünschenswert. Deshalb werden rechteckige Teilstücke modelliert und es kann dadurch vermieden werden, dass jedes Pixel einen direkten Kontakt zur Vorderseitenmetallisierung hat. Abschnitt 4.3.1 zeigt außerdem, dass im Falle von Photolumineszenz die teilweise Abschattung der Solarzelle durch die Vorderseitenmetallisierung bemerkbar ist. Um diesen Effekt im SPICE-Modell näherungsweise maßstabsgetreu zu berücksichtigen, werden die Pixelgrößen unter den Kontaktfingern und Sammelbalken zusätzlich angepasst. Letztendlich ist das dreidimensionale Netzwerkmodell aus sechs verschiedenen Pixelgrößen aufgebaut, welche in Tabelle 5.1 aufgeführt sind. Die Sättigungssperrströme aller Dioden sowie die Stromquellen, welche die externe Beleuchtung simulieren, sind dabei der jeweiligen Pixelgröße angepasst.

Abbildung 5.4 zeigt in einem Ausschnitt mit allen relevanten Übergängen in nicht-maßstäblicher Darstellung die verschiedenen Pixelgrößen. Der gezoomte Bereich, welcher blau hervorgehoben ist, entspricht 55×55 Pixeln und beinhaltet fünf Kontaktfinger, wobei sich in horizontaler Richtung zwischen zwei Kontaktfingern zehn Pixel befinden. Abbildung 5.4 zeigt aus Gründen der Übersichtlichkeit allerdings nur die beiden linken Kontaktfinger des gezoomten Bereichs. Entlang eines Kontaktfingers entspricht die Länge von 55 gezoomten Pixeln genau einer Pixellänge in der nicht-

Bereich	neben Kontaktfinger = n unter Kontaktfinger = u	Länge (μm)	Breite (μm)
normal	n	6600	300
	u	6600	10
Zoom	n	120	120
	u	120	10
Sammelbalken	n	500	300
	u	500	10

Tabelle 5.1: *Verschiedene Pixelgrößen im dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell.*

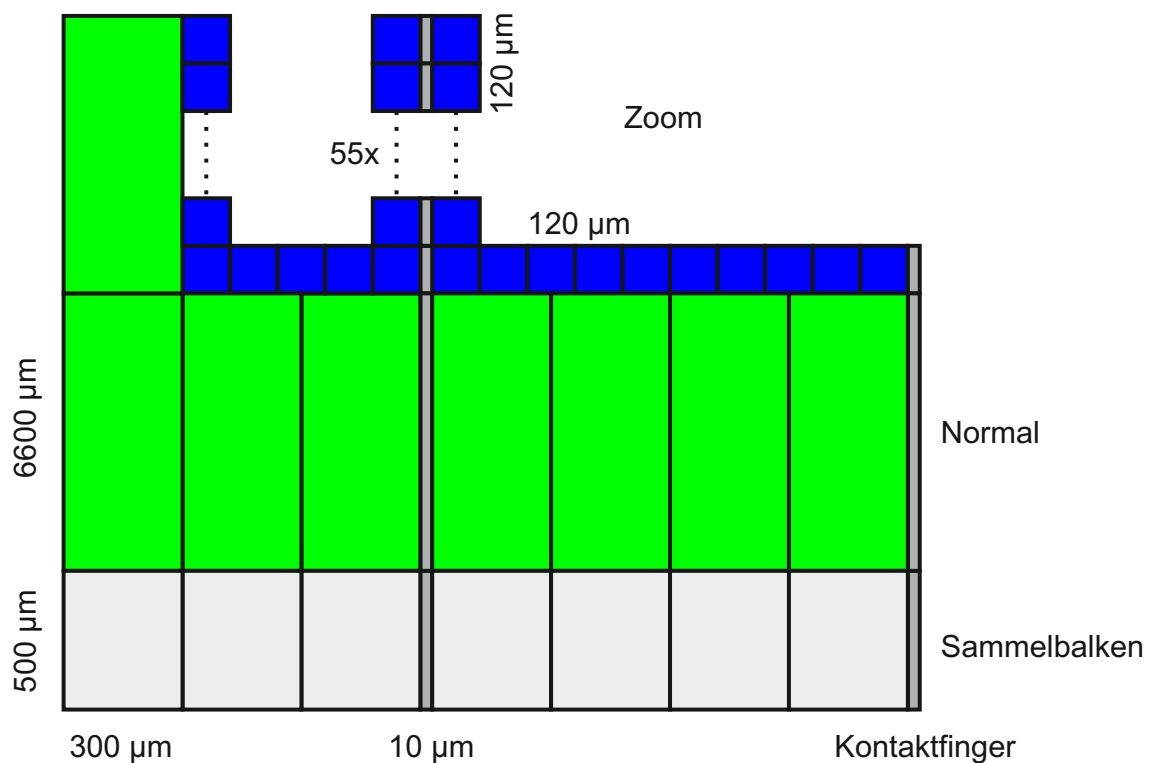


Abbildung 5.4: *Nicht-maßstäbliche Darstellung der verschiedenen Pixelgrößen in einem Ausschnitt mit allen relevanten Übergängen zwischen dem normalen (grün) und gezoomten (blau) Bereich, sowie dem Sammelbalken (hellgrau) und Kontaktfingern (dunkelgrau).*

gezoomten Zellfläche, welche grün markiert ist. Insgesamt sind die 40 mm Zelllänge in sechs große plus einem Pixel für den Sammelbalken in hellgrau aufgeteilt. Von den sechs normalen Pixeln in vertikaler Richtung sind wiederum nur zwei abgebildet. Zwischen den Kontaktfingern im normalen Bereich befinden sich je vier Pixel in horizontaler Richtung, wodurch die 80 mm Zellbreite mit den 66 Kontaktfingern durch

insgesamt 325 Pixel nachbildet werden. Die sich daraus ergebende Gesamtzahl aller Bauelemente ist in Tabelle 5.2 aufgeführt. Dabei ist zwischen den unterschiedlichen

Bauelement	Anzahl
Dioden	31860
Widerstände	32174
Stromquellen	23562
Spannungsquellen	1
Knoten	15932

Tabelle 5.2: Gesamtzahl der jeweiligen Bauelemente im dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell.

Dioden, Widerständen und Stromquellen nicht unterschieden.

Die teilweise nicht quadratischen und unterschiedlich großen Pixel führen dazu, dass die Widerstände R_{ob} , R_{mit} und R_{unt} für die laterale Quervernetzung nicht direkt aus den Schichtwiderständen in Einheiten von Ω/\square übernommen werden können. Der Schichtwiderstand R_{\square} kombiniert dabei den spezifischen Widerstand und die Schichtdicke, sodass zusammen mit Gleichung 5.1 gilt:

$$R_i = R_{\square,i} \cdot \frac{l}{b} \text{ mit } i = ob, mit, unt. \quad (5.2)$$

Für die jeweilige Länge l wird dabei von Pixelmitte zu Pixelmitte gemessen und b entspricht der zugehörigen Breite der beiden angrenzenden Pixel. Abbildung 5.5 zeigt schematisch die modellierten Widerstände zur Quervernetzung an den Übergängen mit verschiedenen Pixelgrößen. An der Grenzfläche zwischen normalem und gezoomtem Bereich verbinden demzufolge 55 Widerstände das $6600 \times 300 \mu\text{m}^2$ Pixel mit den 55 $120 \times 120 \mu\text{m}^2$ Pixeln in horizontaler Richtung. Aber auch zwischen den normalen Pixeln muss aufgrund der rechteckigen Geometrie der jeweilige Widerstandswert für die laterale Quervernetzung entsprechend Gleichung 5.2 berechnet werden. Lediglich innerhalb des gezoomten Bereichs mit seinen quadratischen Pixeln können daher die Werte der Schichtwiderstände direkt für die Quervernetzung im dreidimensionalen SPICE-Modell verwendet werden.

Die graphische Darstellung der Simulationsergebnisse, wie beispielsweise ein Teilzellspannungsbild, wird durch die unterschiedlichen Pixelgrößen deutlich erschwert. Die kleinste Pixelbreite von $10 \mu\text{m}$ definiert dabei theoretisch die Rasterung des Ergebnisbildes. Dies würde bedeuten, dass ein $120 \times 120 \mu\text{m}^2$ Pixel durch 144 identische Bildpunkte abgebildet würde und insgesamt ein 32 Megapixel Bild für die $8 \times 4 \text{cm}^2$ nötig wäre. Zur Vermeidung derart großer Ergebnisbilder, die sehr viel

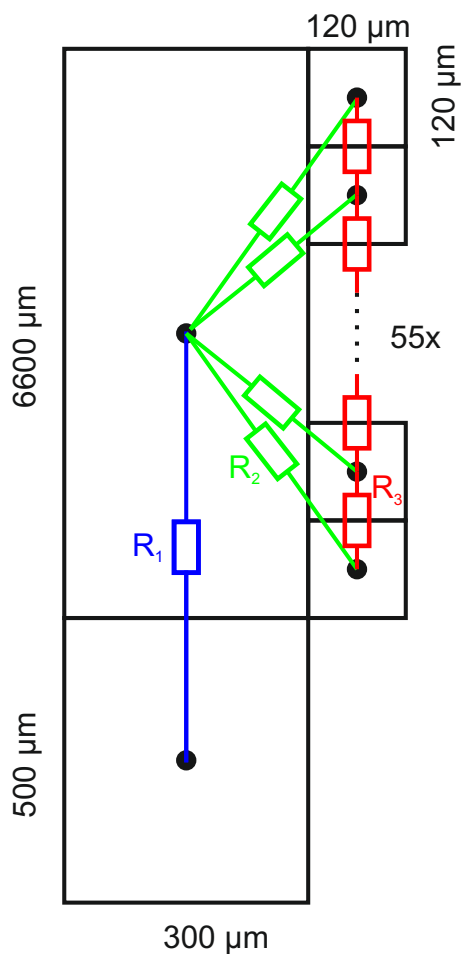


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der Widerstände $R_1 = R_{\square,i} \cdot 3550/300$, $R_2 = R_{\square,i} \cdot 210/120$ und $R_3 = R_{\square,i} \cdot 120/120$ für die Quervernetzung an den Übergängen verschiedener Pixelgrößen.

redundante Informationen enthalten würden, wird eine leicht inkonsistente Rasterung gewählt, welche nachträglich allerdings jederzeit berücksichtigt werden kann und in den nachfolgenden Kapiteln auch gemacht wird. Im gezoomten Bereich werden die $120 \times 120 \mu\text{m}^2$ und die $120 \times 10 \mu\text{m}^2$ Pixel jeweils durch einen Bildpunkt dargestellt. Die $6600 \mu\text{m}$ langen Pixel werden entlang der Kontaktfinger in 55 identische Bildpunkte aufgeteilt. In horizontaler Richtung wird ein Bildpunkt am Kontaktfinger, zwei Bildpunkte für Pixel direkt neben dem Kontaktfinger und für die anderen Pixel drei Bildpunkte gezeichnet. Dadurch sind sowohl im gezoomten Bereich als auch außerhalb zehn Bildpunkte zwischen zwei Kontaktfingern. Die Pixel unter dem Sammelbalken werden vertikal durch vier Bildpunkte und horizontal identisch zu den Pixeln außerhalb des gezoomten Bereiches abgebildet. Abbildung 5.6 zeigt exemplarisch ein Ergebnisbild der Oberzellenspannung für eine simulierte Zelle mit

einem unterbrochenen Kontaktfinger.

Die Spannungsverläufe entlang der eingezeichneten roten und grünen Linie, welche

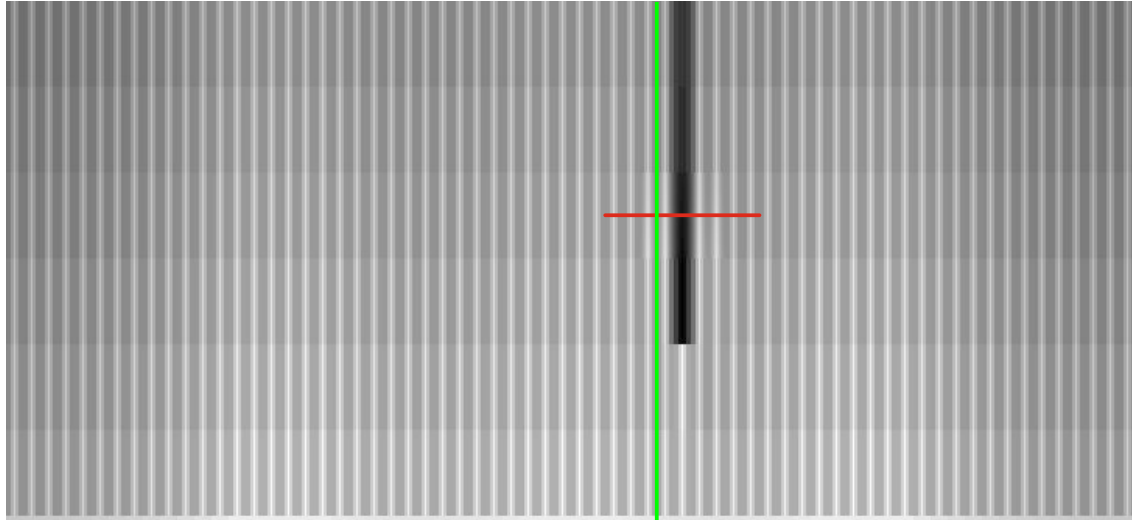


Abbildung 5.6: *Simuliertes Oberzellenspannungsbild mit dem dreidimensionalen Netzwerkmodell einer Zelle mit unterbrochenem Kontaktfinger bei einer gemittelten Stromdichte von $16,6 \text{ mA/cm}^2$.*

beide durch den zoomten Bereich führen, sind in Abbildung 5.7 aufgetragen. Am Spannungsprofil in Kontaktfingerrichtung ist deutlich die unterschiedliche Auflösung im Ergebnisbild zu erkennen. Da das Profil genau in der Mitte von zwei Kontaktfingern verläuft, ist eine große Stufe nach dem Sammelbalkenpixel erkennbar. Im weiteren Verlauf führt die relativ große Länge von $6600 \mu\text{m}$ für die Pixel zu einer treppenförmigen Abnahme der Spannung. Lediglich im zoomten Bereich bei 200 Bildpunkten ist ein lineares Verhalten erkennbar. Die Bildpunkte am Sammelbalken entsprechen einer realen Distanz von $125 \mu\text{m}$, während die restlichen Bildpunkte ein Raster von $120 \mu\text{m}$ bilden. Das Spannungsprofil senkrecht zu den Kontaktfingern bildet den bereits in Abbildung 4.10 gezeigten parabelförmigen Verlauf der EL-Intensität nach. Da die EL-Intensität über die Reziprozitätsrelation mit der Spannung verknüpft ist, zeigt dies die Aussagekraft des dreidimensionalen quervernetzten Netzwerkmodells. Auch senkrecht zu den Kontaktfingern ist die unterschiedliche Auflösung erkennbar. Bei der zusätzlichen Auftragung der simulierten Spannungswerte über den realen Distanzen ist analog zu den Widerständen für die Quervernetzung von Pixelmitte bis Pixelmitte gerechnet. Dass der reale Abstand im zoomten Bereich in horizontaler Richtung zwischen zwei $120 \times 120 \mu\text{m}^2$ Pixeln $120 \mu\text{m}$ und zu Kontaktfingerpixeln nur $65 \mu\text{m}$ beträgt, wirkt sich lediglich dadurch aus, dass die Spannungsspitzen unter

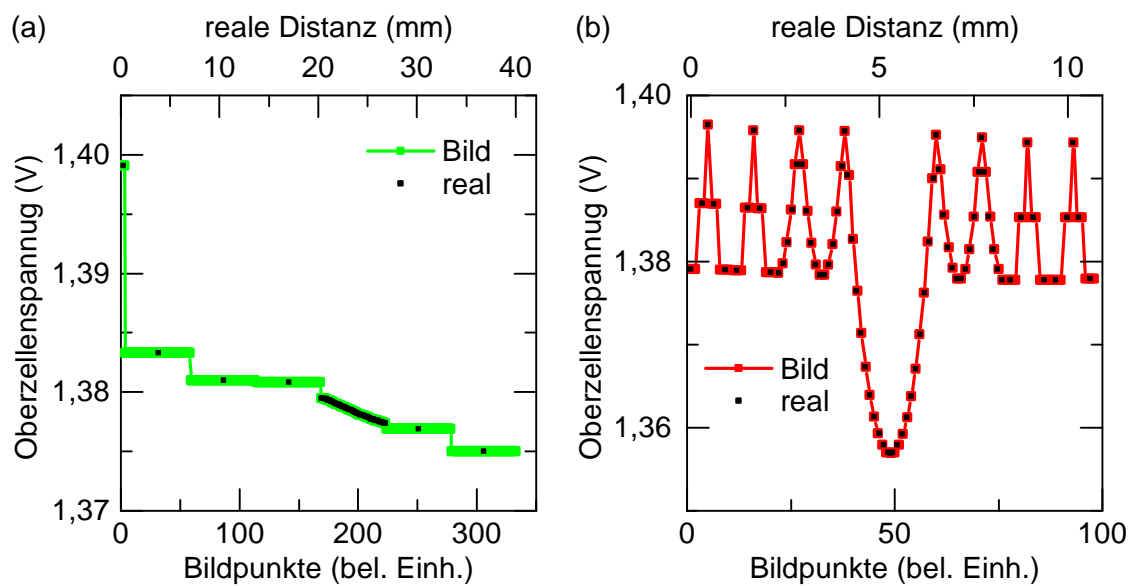


Abbildung 5.7: *Spannungsprofile entlang der in Abbildung 5.6 eingezeichneten Linien parallel zwischen zwei Kontaktfingern (a) und senkrecht zu den Kontaktfingern (b) zusammen mit einer Auftragung der simulierten Spannungswerte über die realen Distanzen.*

den Kontaktfingern minimal schmaler sind als im Spannungsverlauf des generierten Ergebnisbildes, wie dies in Abbildung 5.7 (b) nur schwer zu sehen ist.

Kapitel 6

Bestimmung der Teilzellkennlinien mittels optischer Kopplung

Als eines der zentralen Bestandteile dieser Arbeit befasst sich dieses Kapitel mit der Bestimmung der Teilzellkennlinien unter Ausnutzung von optischer Kopplung. Einleitend wird eine Motivation dieser Thematik in Abschnitt 6.1 gegeben. Nach der grundlegenden Beschreibung des Effektes optischer Kopplung in Mehrfachsolarzellen in Abschnitt 6.2 wird dessen Auswirkung auf die J-U-Kennlinie unter extremen Beleuchtungsbedingungen im Abschnitt 6.3 vorgestellt. Der optische Kopplungseffekt kann dabei dazu verwendet werden, dass das Verhältnis von J_{01} zu J_{02} aus dem Zweidiodenmodell für jede Teilzelle bestimmt werden kann, was in Abschnitt 6.4 gezeigt wird. Über zeitaufgelöste Spannungsmessungen in Abschnitt 6.5 können letztendlich alle J-U-Parameter der drei Teilzellen bestimmt werden. Für Mehrfachsolarzellen die sich hinsichtlich Rückwärtskennlinien der einzelnen Teilzellen ideal verhalten, können die J-U-Parameter auch über eine gepulste Suns-Voc Methode ermittelt werden, was in Abschnitt 6.6 vorgestellt wird. Dass anhand der ermittelten J-U-Parameter alle gemessenen Kennlinien nachgebildet werden, zeigt Abschnitt 6.7. Abschließend werden in Abschnitt 6.8 die ermittelten Teilzellkennlinien mit einem alternativen Ansatz verglichen.

6.1 Motivation

6.1.1 Teilzellspezifische Charakterisierung

Die monolithische Serienschaltung der Dreifachsolarzelle mit letztendlich nur zwei externen Kontakten führt, wie bereits mehrfach erwähnt, zu Schwierigkei-

ten in der Charakterisierung der individuellen Teilzellen. Neben der in Abschnitt 3.2 vorgestellten Messung der externen Quanteneffizienz bietet im Wesentlichen nur noch die Lumineszenzcharakterisierung Zugriff auf die Eigenschaften einzelner Teilzellen [Hoh11a]. Über die Messung des EL-Spektrums und der EQE können beispielsweise mit Hilfe der spektralen Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.20 die Teilzellspannungen ermittelt werden [Kir08b]. Alternativ wurde die Bestimmung der individuellen Teilzellspannungen an einer AlGaInP/GaInP/AlGaInAs/GaInAs/-GaInNAs/Ge-Sechsfachsolarzelle über eine spannungsabhängige Kapazitätsanalyse berichtet [Hoh11b]. Ebenso wurde an a-Si/ μ -Si Tandemzellen die Messung der Teilzelleerlaufspannungen demonstriert, wobei optische Kopplungseffekte, wie sie in III-V Solarzellen einen großen Einfluss haben können, nicht berücksichtigt sind [Hol12b]. Dazu wird die Tandemsolarzelle mit zwei LEDs beleuchtet, wobei jede hauptsächlich in einer Teilzelle absorbiert wird, und für verschiedene Beleuchtungskombinationen die Gesamtlerlaufspannung gemessen wird. Über eine mathematische Extrapolation kann schließlich auf die Leerlaufspannungen der zwei Teilzellen geschlossen werden. Neben den Teilzellspannungen ist allerdings die komplette J-U-Kennlinie eine der aussagekräftigsten Eigenschaften der Teilzellen. Die entsprechenden Parameter haben insbesondere auch einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität der in Kapitel 5 eingeführten SPICE-Modelle.

6.1.2 Literaturrecherche

In der Literatur sind einige Methoden veröffentlicht, welche auf die Bestimmung der Teilzellkennlinien einer Mehrfachsolarzelle abzielen. Sie sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Kurtz *et al.*

Die wohl erste Methode zur Ermittlung der Teilzellkennlinien wurde 1994 von Kurtz *et al.* an einer $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}/\text{GaAs}$ Tandemsolarzellen vorgestellt [Kur94]. Sie basiert auf der Messung der Hellkennlinie unter einem blau-reichen unterzelllimitierten und einem rot-reichen oberzelllimitierten Spektrum. Zuerst wird dabei aus der oberzelllimitierten J-U-Kennlinie die mit Hilfe einer Unterkomponentenzelle abgeschätzte Kennlinie der Unterzelle subtrahiert, wodurch die Oberzellkennlinie resultiert. Als zweiter Schritt wird äquivalent von der unterzelllimitierten J-U-Kennlinie die eben ermittelte Oberzellkennlinie subtrahiert, um damit auch die Unterzellkennlinie der Tandemzelle zu erhalten.

Adelhelm und Bücher

Adelhelm und Bücher haben 1998 mit Hilfe einer sogenannten Spektralmetrik die Teilzellparameter einer amorphen Siliziumtandemsolarzelle für das Eindiodenmodell aus Gleichung 4.2 bestimmt [Ade98]. Dazu wird die J-U-Kennlinie unter verschiedenen, genau bekannten Spektren vermessen und zusammen mit den EQE-Daten beider Teilzellen die Sättigungssperrströme und Idealitätsfaktoren angefitet.

Tsuno *et al.*

Einen ähnlichen Ansatz haben 2005 Tsuno *et al.* auf a-Si/ μ -Si Tandemzellen vorgestellt, wobei anhand der EQE und der J-U-Kennlinien unter vier verschiedenen Spektren die Teilzellkennlinien iterativ ermittelt werden [Tsu05]. Dabei ist kein bestimmtes theoretisches Modell für die J-U-Kennlinie zu Grunde gelegt.

Holovsky *et al.*

Die Messung der Teilzellenkennlinien einer a-Si/ μ -Si Tandemzelle mit jeweiliger p-i-n Struktur haben auch Holovsky *et al.* berichtet [Hol12a]. Dabei wird unter Beleuchtung ein definierter Strom extrahiert und für eine Teilzelle über eine selektive Beleuchtung zusätzlich ein betragsmäßig identischer Photostrom generiert, um diese Teilzelle bei konstanter Spannung zu halten. Für die Einstellung der selektiven Beleuchtung ist dazu die Kenntnis der EQE-Kurve notwendig. Die Änderung der Gesamtspannung stammt letztendlich ausschließlich von der nicht zusätzlich beleuchteten Teilzelle. Für verschiedene Ströme kann somit nach der Subtraktion der einen konstanten Teilzellspannung die komplette J-U-Kennlinie der zweiten Teilzelle bestimmt werden. Diese Methode ist allerdings stark davon abhängig, wie genau die alleinige Leerlaufspannung der selektiv beleuchteten Teilzelle bestimmt werden kann.

Lim *et al.*

Lim *et al.* haben 2010 eine Bestimmung der Teilzellkennlinien einer InGaP/InGaAs/Ge-Dreifachsolarzelle über die Messung von J_K - U_L -Wertepaaren (engl. Suns-Voc) vorgestellt [Lim10]. Für die Messung der InGaP-Oberzellenkennlinie wird die Dreifachzelle mit einem gefilterten Xenonspektrum derart beleuchtet, dass nur in der Mittel- und Unterzelle Ladungsträger generiert werden. Mit einem 405 nm Diodenlaser kann

zusätzlich die Oberzelle angeregt werden und für verschiedene Intensitäten die jeweilige Leerlaufspannung und der Photostrom ermittelt werden. Dabei ist darauf zu achten, dass stets die Oberzelle den Gesamtphotostrom limitiert. Da sich die GesamtLeerlaufspannung aus der Summe der drei Teilzellen zusammensetzt, muss ein konstanter Spannungsbeitrag der Mittel- und Unterzelle subtrahiert werden. Dazu wird bei einer sehr kleinen Laserintensität und ohne Xenonlicht die alleinige Leerlaufspannung der Oberzelle gemessen und damit der Spannungsoffset bestimmt. Dabei wird allerdings die in Abschnitt 6.2 beschriebene optische Kopplung außer Acht gelassen, was zu erheblichen Ungenauigkeiten führen kann, wie dies in den folgenden Abschnitten aufgezeigt wird. Zur Bestimmung der Mittelzellkennlinie wird eine äquivalente Herangehensweise mit einem 780 nm Laser gewählt. Die Messung der separaten Mittelzelleerlaufspannung ist aber nur schwer möglich, wie dies in Abschnitt 6.5 beschrieben ist. Die noch verbleibende J-U-Kennlinie der Unterzelle wird über die Kennlinie der Dreifachzelle ermittelt, indem die beiden anderen Teilzellkennlinien subtrahiert werden.

Roensch *et al.*

Ähnlich zu Kirchartz *et al.* [Kir08b] haben Roensch *et al.* über die spektrale Reziprozitätsrelation die Teilzellkennlinien einer $\text{Ga}_{0,50}\text{In}_{0,50}\text{P}/\text{Ga}_{0,99}\text{In}_{0,01}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzelle bestimmt [Roe11]. Das EL-Spektrum liefert dabei im Wesentlichen die relativen Spannungsunterschiede zwischen den Teilzellkennlinien. Die absolute Spannungskalibrierung erfolgt über den Vergleich mit der realen Leerlaufspannung. Mit dieser Methode konnten auch die Teilzellkennlinien einer bestrahlten Dreifachzelle ermittelt werden [Hoh13].

Alle bisher in der Literatur vorgestellten Methoden zur Bestimmung der Teilzellkennlinien einer Mehrfachszolarzelle berücksichtigen keine expliziten optischen Kopplungseffekte, was unter Umständen sogar zu falschen Ergebnissen führen kann. Des Weiteren benötigen die meisten Methoden die Vermessung der EQE, was für Mehrfachzellen immer komplex und zeitaufwendig ist. Die im Folgenden vorgestellte Herangehensweise verwendet hingegen explizit optische Kopplung um die J-U-Parameter aller Teilzellen zu bestimmen und erfordert keine EQE-Messung.

6.2 Optische Kopplung

6.2.1 Definition

Die bereits mehrfach erwähnte optische Kopplung beschreibt die Tatsache, dass die unter Vorwärtsspannung am pn-Übergang emittierten Photonen in einer darunter liegenden Teilzelle absorbiert werden können, was dort zu einem zusätzlichen Photostrom führt. Schematisch ist dieser Prozess in Abbildung 6.1 dargestellt. Zur optischen

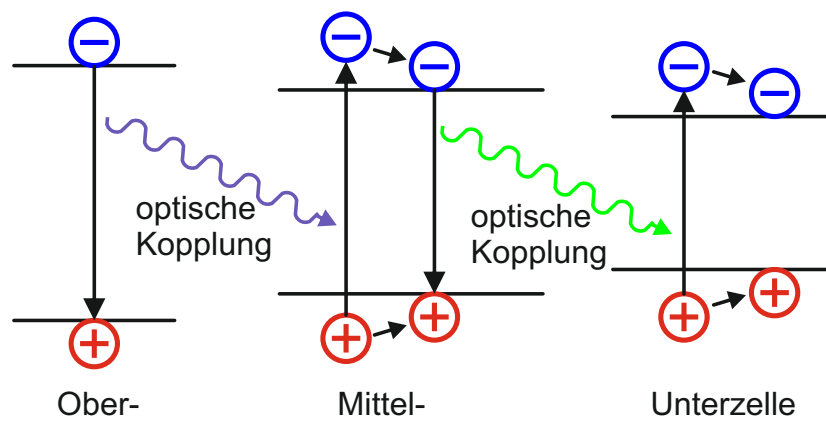


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle sowie Mittel- und Unterzelle.

Kopplung kann es zwischen der Ober- und Mittelzelle sowie zwischen der Mittel- und Unterzelle kommen. Eine direkte Kopplung von der Ober- zur Unterzelle ist nicht möglich, da Photonen mit etwa 660 nm, wie sie die Oberzelle emittiert, komplett in der Mittelzelle absorbiert werden. Hingegen können emittierte Photonen in der eigenen Teilzelle wieder absorbiert werden, was als Photonrecycling bezeichnet wird [Mar97], [Lét06]. Diese Reabsorption verlängert effektiv die strahlende Lebensdauer der Überschussladungsträger [Asb77]. Die größere Lebensdauer führt nach Gleichung 2.8 und 2.9 zu einem kleineren Sättigungssperrstrom und damit nach Gleichung 4.3 zu höheren Leerlaufspannungen für die Solarzelle. Auf Photonrecycling wird in dieser Arbeit allerdings nicht weiter explizit eingegangen.

6.2.2 Literaturrecherche

Bereits in den 90er Jahren wurde gezeigt, dass optische Kopplung in Mehrschicht-Solarzellen die theoretisch erreichbaren Wirkungsgrade erhöht, da strahlende Rekombinationsverluste durch Reabsorption verkleinert werden [Ara91], [Mar96]. Insbesondere bei

nicht-stromangepassten Mehrfachsolarzellen profitiert die stromlimitierende Teilzelle, vorausgesetzt es handelt sich dabei nicht um die oberste Teilzelle, von der optischen Kopplung [Bro02].

Der erste experimentelle Nachweis von optischer Kopplung an GaInP/GaAs/Ge-Dreifachsolarzellen wurde 2003 von Yoon *et al.* präsentiert [Yoo03]. Dazu wurden drei verschiedene Ansätze gewählt: Erstens wurde an zwei Mittelkomponentenzellen gezeigt, dass die EQE im kurzwelligen Wellenlängenbereich höher ist, wenn die inaktive Oberzelle eine Fensterschicht hat. Dadurch wird Oberflächenrekombination unterdrückt und es findet mehr strahlende Rekombination statt, sodass mehr Photonen optisch an die Mittelzelle koppeln können. Dasselbe wurde an einer GaInP/GaAs-Tandemsolarzelle dadurch gezeigt, dass die GaAs-EQE ebenfalls im Kurzwelligen erhöht ist, wenn die Biasbeleuchtung der Oberzelle verstärkt wird. Dadurch wird die Spannung und damit die Rate strahlender Rekombination in der Oberzelle vergrößert. Schließlich wurde an einer Tandemzelle mit einem dritten externen Kontakt zwischen beiden Teilzellen die reine J-U-Kennlinie der Unterzelle bei verschiedenen Spannungen an der Oberzelle gemessen. Durch die Spannung an der Oberzelle emittiert diese mittels Elektrolumineszenz Photonen, welche in der Unterzelle einen Photostrom generieren.

Baur *et al.* haben mit einer Schichtstruktur ähnlich der Unterkomponentenzelle in Abbildung 2.9 (c) die optische Kopplung von $\text{Ga}_{0,99}\text{In}_{0,01}\text{As}$ zu Germanium nachgewiesen [Bau07b]. Dazu wurde die EQE des Ge-pn-Übergangs vor und nach Elektronenbestrahlung gemessen. Vor der Bestrahlung ist eine deutliche EQE von etwa 25 % im Wellenlängenbereich von 600 nm bis 890 nm messbar, welche aus der optischen Kopplung resultiert. Nach Bestrahlung nimmt die strahlende Rekombination in $\text{Ga}_{0,99}\text{In}_{0,01}\text{As}$ drastisch ab, was auch in Abbildung 4.11 (b) zu sehen ist, und die EQE in diesem Bereich wird null.

Eine quantitative Bestimmung der Effizienz optischer Kopplung haben Allen *et al.* an einer Tandemzelle vorgestellt [All11]. Dabei wurde die Effizienz als Verhältnis des durch optische Kopplung in der Unterzelle generierten Photostromes I_{ok} zu einem extern elektrisch injizierten Strom I , welcher damit dem Strom durch die Oberzelle entspricht, definiert. Die Methode erfordert zusätzlich einen extern erzeugten Photostrom I_B in der GaAs-Unterzelle, welcher mittels einer 780 nm LED generiert wird. Unter der Annahme, dass die Effizienz η für größere injizierte Ströme I nicht von diesem abhängt, gilt nach theoretischer Herleitung für einen festen Gesamtstrom in der Unterzelle:

$$\eta = \frac{\partial I_B}{\partial I} - 1. \quad (6.1)$$

Der Photostrom I_B wird über die EQE der Unterzelle und eine separate Referenzzelle, welche die LED-Intensität misst, bestimmt. Als Messgröße für den Gesamtstrom in der Unterzelle wird deren Lumineszenzintensität verwendet. Schließlich werden Wertepaare I und I_B bei gleicher Lumineszenzintensität der Unterzelle nach Gleichung 6.1 ausgewertet.

Steiner und Geisz haben hingegen theoretisch gezeigt, dass ein nicht-linearer Zusammenhang zwischen dem Photostrom aus optischer Kopplung und dem Rekombinationsstrom in der darüberliegenden Teilzelle gilt [Ste12b]. Lediglich für den Grenzfall vernachlässigbarer nicht-strahlender Shockley-Read-Hall Rekombination in der Raumladungszone, was im Falle einer Gültigkeit der idealen Diodengleichung aus Gleichung 2.7 erfüllt ist, gilt ein lineares Verhalten. Praktisch wurde dies an einer GaInP/GaAs/GaInAs-Dreifachsolarzelle bestätigt. Die optische Kopplung zwischen den Teilzellen kann dabei einen erheblichen Einfluss auf den Kurzschlussstrom der Dreifachzelle haben, falls diese nicht oberzellenlimitiert oder stromangepasst ist [Ste13].

Einen Einfluss auf die Charakterisierung von GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen hat die optische Kopplung insbesondere auch bei der Messung der Unterzellen-EQE, wie in Abschnitt 3.2 erläutert ist [Li11], [Lim13], [Ste12c].

6.2.3 Verknüpfung zur Lumineszenzcharakterisierung

Da die in dieser Arbeit behandelte Lumineszenzcharakterisierung per Definition bei Operationszuständen arbeitet, an denen zumindest eine Teilzelle Photonen emittiert, ist der Prozess optischer Kopplung, abgesehen von der PL-Messung der Unterzelle, immer präsent. Die Stärke der optischen Kopplungsstromdichte $J_{ok,2}$ lässt sich über das emittierte Photonenspektrum $\phi_1(E)$ der oberen Teilzelle und die interne Quanteneffizienz IQE_2 der darunterliegenden Teilzelle ausdrücken:

$$J_{ok,2} = x \int IQE_2(E) \phi_1(E) dE \quad (6.2)$$

wobei x der pro Fläche absorbierten Photonenzahl entspricht und im Wesentlichen von den Brechungsindizes und damit den Reflexionsverhältnissen zwischen den einzelnen Halbleiterschichten abhängt. Der Index 1 steht dabei für die anregende Teilzelle, welche Photonen emittiert, und der Index 2 für die Teilzelle, welche die Photonen absorbiert, wodurch ein Photostrom in dieser generiert wird. Daher gibt es die Kombinationen 1=Ober- und 2=Mittelzelle, sowie 1=Mittel- und 2=Unterzelle. Die interne Quanteneffizienz IQE_2 entspricht dabei nicht der gewöhnlichen Definition von

$IQE_2 = EQE_2 / (1 - R)$, wobei R für die Reflexion steht, da die gemessene EQE_2 durch die Filterwirkung der darüberliegenden Teilzellen im kurzwelligen Spektralbereich unterdrückt ist. Im Falle von optischer Kopplung kommen die Photonen aber nicht von außerhalb der Mehrfachsolarzelle, sondern stammen selbst aus einer Teilzelle und die entsprechende Filterwirkung ist nicht mehr so stark. Die verbleibende Filterwirkung resultiert aus dem eingangs erwähnten Photonrecycling innerhalb Teilzelle 1. Über die spektrale Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.20 ist damit $J_{ok,2}$ exponentiell mit der Spannung U_1 der darüberliegenden Teilzelle verknüpft:

$$J_{ok,2} = C_{ok,12} \cdot \left(e^{\frac{eU_1}{kT}} - 1 \right) \quad (6.3)$$

mit

$$C_{ok,12} = x \int EQE_1(E) IQE_2(E) \phi_{BB}(E) dE. \quad (6.4)$$

Für die Betrachtung der optischen Kopplungsstromdichte ist dabei die Kurzschlussintensität ϕ_K vernachlässigt. Anhand der exponentiellen Spannungsabhängigkeit lässt sich $J_{ok,2}$ über die Stromdichte in der ersten Diode des Zweidiodenmodells nach Gleichung 2.13, welche durch die Sättigungsperrstromdichte $J_{01,1}$ in der neutralen Zone des pn-Übergangs gekennzeichnet ist, berechnen:

$$J_{ok,2} = \eta_{12} \cdot J_{01,1} \cdot \left(e^{\frac{eU_1}{kT}} - 1 \right). \quad (6.5)$$

Dabei ist die Effizienz η_{12} der optischen Kopplung von Teilzelle 1 zu Teilzelle 2, wie auch bei Steiner und Geisz [Ste12b] definiert:

$$\eta_{12} = \frac{C_{ok,12}}{J_{01,1}}. \quad (6.6)$$

Gleichung 6.5 dient auch als Grundlage für die Simulation des optischen Kopplungseffekts in den in Kapitel 5 eingeführten SPICE-Modellen und ist in der Netzliste in Anhang A explizit dargestellt.

6.2.4 Abschätzung der maximalen optischen Kopplungsstromdichte

Da die optische Kopplung exponentiell von der Spannung abhängt, kennzeichnet der Leerlaufbetrieb für eine beleuchtete Mehrfachsolarzelle die maximal erreichbare

optische Kopplungsstromdichte $J_{ok,2,max}$:

$$J_{ok,2,max} \leq x \int EQE_1(E)IQE_2(E)\phi_{BB}(E)dE \cdot \left(e^{\frac{eU_{L,1}}{kT}} - 1 \right). \quad (6.7)$$

Dabei ist das externe Anlegen einer größeren Spannung, was der Injektion von elektrischer Energie entspricht, nicht berücksichtigt.

Mit der Annahme des idealen Eindiodenmodells nach Gleichung 2.10 ergibt sich unter Leerlaufbedingungen für die Photostromdichte $J_{Ph,1}$ der anregenden Teilzelle [Rau07]:

$$J_{Ph,1} = \int EQE_1(E)\phi_{BB}(E)dE \cdot \left(e^{\frac{eU_{L,1}}{kT}} - 1 \right). \quad (6.8)$$

Die Kombination der Gleichungen 6.7 und 6.8 zeigt theoretisch, dass die optische Kopplungsstromdichte $J_{ok,2}$ stets kleiner als die Photostromdichte $J_{Ph,1}$ der anregenden Teilzelle ist:

$$\frac{J_{ok,2}}{J_{Ph,1}} < \frac{x \int EQE_1(E)IQE_2(E)\phi_{BB}(E)dE}{\int EQE_1(E)\phi_{BB}(E)dE}, \quad (6.9)$$

da $x \leq 1$ und $IQE_2 \leq 1$ gilt. Dass $J_{ok,2}/J_{Ph,1} < 1$ erfüllt ist, lässt sich auch bildlich einfach erklären: Die Photostromdichte $J_{Ph,1}$ entspricht im Maximalfall Leerlauf einer gewissen Anzahl an Elektron-Loch-Paaren in Teilzelle 1. Im idealisierten Falle ausschließlich strahlender Rekombination stünden damit die selbe Anzahl an Photonen zur optischen Kopplung in Teilzelle 2 bereit. Aufgrund von Reabsorption in Teilzelle 1, Reflexion an Grenzflächen, keiner 100 % Quanteneffizienz in Teilzelle 2 sowie der Tatsache, dass die Photonen nicht ausschließlich nach unten emittiert werden, ist damit insgesamt eine stets deutlich kleinere optische Kopplungsstromdichte als der entsprechende Anregungsphotostrom zu erwarten.

6.3 J-U-Kennlinien unter extremen Beleuchtungssituationen

Der in Abschnitt 3.1 vorgestellte EL- und PL-Messaufbau ermöglicht mit den drei monochromatischen Lichtquellen die Vermessung von J-U-Kennlinien unter extremen Beleuchtungsbedingungen, indem nur ausgewählte Teilzellen extern beleuchtet werden. Allgemein gilt dabei für Mehrfachsolarzellen, dass aufgrund der Serienschaltung der Teilzellen die J-U-Kennlinie unter Beleuchtung für Spannungen kleiner als die Leerlaufspannung durch die Photostromdichte und Rückwärtscharakteristik

der limitierenden Teilzelle bestimmt ist. Dies führt zu der Tatsache, dass für eine Beleuchtungssituation in der eine Teilzelle, abgesehen von der Oberzelle, nicht von außen beleuchtet wird, die J-U-Kennlinie in diesem Spannungsbereich von optischer Kopplung dominiert wird, wenn die Zelle keine zu ausgeprägten Shunts bzw. Rückwärtsströme aufweist.

Wie in Abschnitt 6.2.4 erläutert, ist die optische Kopplungsstromdichte deutlich kleiner als die Photostromdichte der darüberliegenden Teilzelle, weshalb diese nahe ihrer Leerlaufspannung ist. Die anregende Teilzelle befindet sich somit im steilen Bereich der Teilzellkennlinie, was zur Konsequenz hat, dass sich bei einer kleinen Stromänderung die Spannung nur unwesentlich ändert [Hol12a]. Dadurch ist die ursprünglich spannungsabhängige optische Kopplungsstromdichte für externe Gesamtspannungen kleiner als die Leerlaufspannung der Dreifachsolarzelle, wo der Effekt optische Kopplung die J-U-Kennlinie dominiert, konstant, und es ist ein nahezu waagrecht Verlauf der Kennlinien zu erwarten.

In Abbildung 6.2 sind in logarithmischer Darstellung alle möglichen Kombinationen an extern beleuchteten Teilzellen aufgetragen. Die Oberzelle muss dabei stets beleuchtet sein, da ansonsten im Bereich der Leerlaufspannung messtechnisch keine Kennlinienmessung möglich ist, wie dies in Abschnitt 6.5 erläutert ist. Die Legende beschreibt welche Teilzellen jeweils extern optisch angeregt sind. Dabei ist die Intensität der entsprechenden monochromatischen Lichtquellen derart gewählt, dass sie zu identischen Photostromdichten in den jeweiligen Teilzellen führen, falls sie eingeschaltet sind. Die schwarze J-U-Kennlinie bildet eine gewöhnliche Hellkennlinie ab, bei der alle drei Teilzellen extern beleuchtet sind. Der Unterschied zu einer Kennlinien unter dem Sonnenspektrum liegt lediglich darin, dass bei der gezeigten Messung die Photostromdichte in jeder Teilzelle identisch ist und dadurch eine stromangepasste Situation vorherrscht.

Für die drei weiteren Kennlinien ist zumindest eine Teilzelle nicht extern beleuchtet, was für die serienverschaltete Dreifachsolarzelle bedeutet, dass die optische Kopplung zwischen den Teilzellen für den extrahierbaren Kurzschlussstrom verantwortlich ist. Beispielsweise weist die rote Kennlinie in Abbildung 6.2, bei der nur die Ober- und Mittelzelle beleuchtet sind, trotzdem einen Kurzschlussstrom bei $U_{\text{ext}}=0\text{ V}$ von knapp 5 mA/cm^2 auf. An diesem Punkt der Kennlinie befinden sich die Ober- und Mittelzelle nahe bei ihren individuellen Leerlaufspannungen $U_{\text{L,ob}}$ und $U_{\text{L,mit}}$, wohingegen an der Unterzelle die entsprechende Spannung von $-(U_{\text{L,ob}}+U_{\text{L,mit}})$ in Rückwärtsrichtung anliegt. Die Vorwärtsspannungen an den pn-Übergängen der Ober- und Mittelzelle führt dazu, dass beide Teilzellen Photonen emittieren. Die Photonen aus der Oberzelle werden teilweise in der Mittelzelle absorbiert und erhöhen dadurch

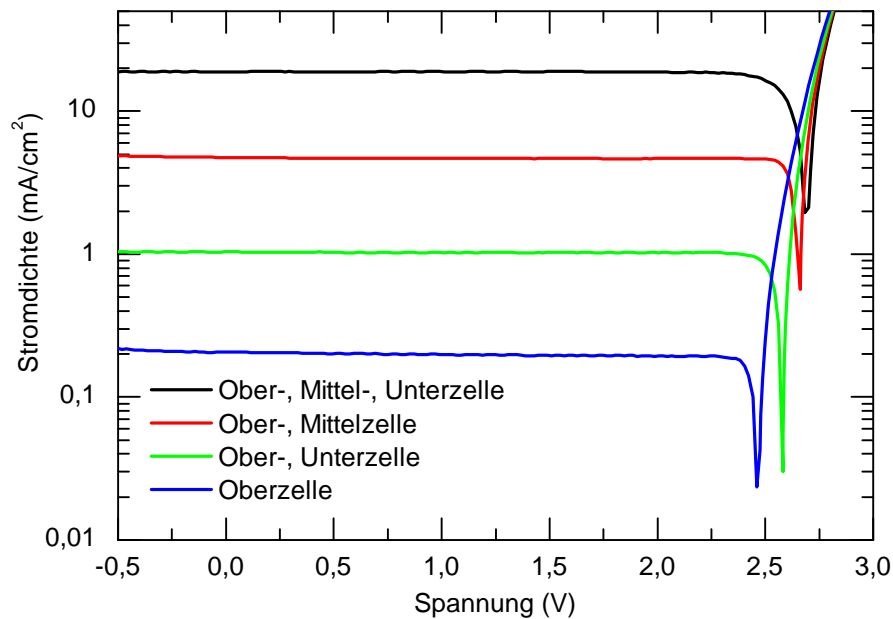


Abbildung 6.2: *J-U-Kennlinien einer GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit extern beleuchteter Ober-, Mittel- und Unterzelle in schwarz, beleuchteter Ober- und Mittelzelle in rot, beleuchteter Ober- und Unterzelle in grün und ausschließlich extern beleuchteter Oberzelle in blau.*

deren Spannung ein wenig. Einen wesentlich größeren Einfluss auf die Kennlinie hat hingegen die optische Kopplung der Mittel- zur Unterzelle. Die emittierten Photonen der Mittelzelle, die in der Unterzelle absorbiert werden, führen dort zu einer Photostromdichte, welche zusammen mit einem gewissen Rückwärtsstrom der Unterzelle zu dem Kurzschlussstrom der Gesamtzelle führt. Dieselbe Erklärung gilt für die grüne J-U-Kennlinie, bei der die Ober- und Unterzelle extern beleuchtet sind. In diesem Fall ist die optische Kopplung der Ober- zur Mittelzelle für die Kurzschlussstromdichte von 1 mA/cm^2 der Gesamtzelle verantwortlich. Der äußerst flache Verlauf sowohl der roten als auch grünen J-U-Kennlinie für kleine externe Spannungen zeigt einerseits, dass weder die Mittel- noch die Unterzelle starke Shunts bzw. große Rückwärtsströme aufweist, andererseits wird bestätigt, dass die optische Kopplungsstromdichte in diesem ausgedehnten Spannungsbereich konstant ist.

Eine andere Situation stellt die blaue Kennlinie in Abbildung 6.2 dar, bei der lediglich die Oberzelle mit dem 405 nm LED-Array beleuchtet ist. Die Oberzelle befindet sich dadurch in einem weiten Spannungsbereich nahe $U_{L,ob}$ und es findet ähnlich zur grünen Kennlinie optische Kopplung zur Mittelzelle statt. In diesem Fall ist die Unterzelle aber nicht extern beleuchtet, sondern wird wiederum durch optische

Kopplung von der Mittelzelle beleuchtet, wie dies auch für die rote Kennlinie gilt. Die optische Kopplungsstromdichte ist dabei allerdings deutlich geringer, da die Mittelzelle nur durch die optische Kopplung von der Oberzelle angeregt ist. Der große Einfluss der optischen Kopplung ist auch an der Leerlaufspannung zu sehen, welche in der logarithmischen Darstellung von Abbildung 6.2 bei dem scharfen Knick abzulesen ist. Die Leerlaufspannung der Dreifachsolarzelle von nahezu 2,5 V bei ausschließlich Oberzellenbeleuchtung ist deutlich höher als die einer GaInP_2 -Oberkomponentenzelle mit etwa 1,4 V, weshalb auch die Mittel- und Unterzelle zur GesamtLeerlaufspannung beitragen müssen.

In Abbildung 6.3 sind eine Ober- und Unterzellen beleuchtete J-U-Kennlinie in grün und eine lediglich oberzellenbeleuchtete Kennlinie in blau für eine andere Zelle dargestellt, die eine stärker ausgeprägte Rückwärtscharakteristik in der Unterzelle aufweist. Im Unterschied zu den Kennlinien der in Abbildung 6.2 gezeigten Zelle,

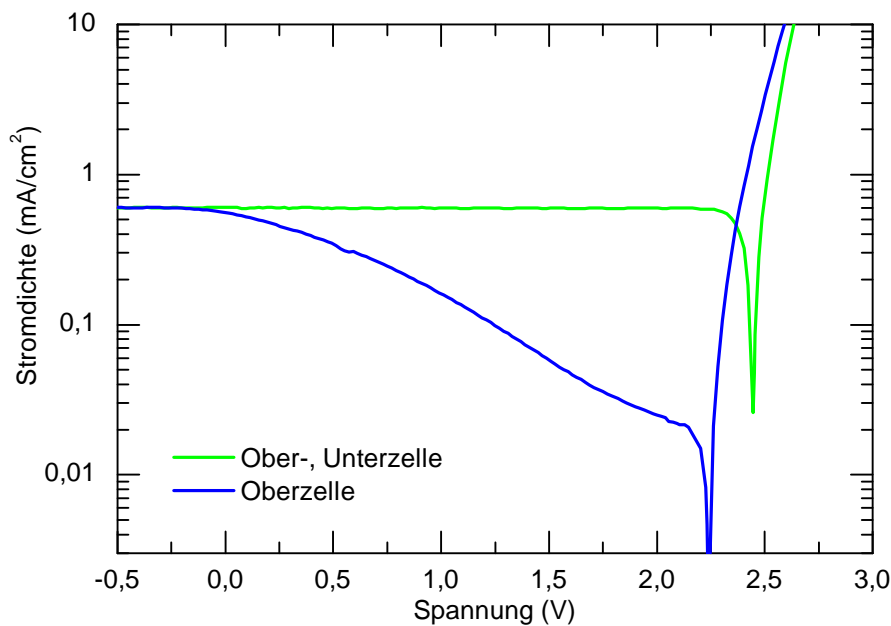


Abbildung 6.3: *J-U-Kennlinien einer anderen $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzelle mit ausgeprägter Rückwärtscharakteristik in der Unterzelle bei extern beleuchteter Ober- und Unterzelle in grün und ausschließlich beleuchteter Oberzelle in blau.*

weist die ausschließlich oberzellenbeleuchtete Kennlinie keinen waagrechten Verlauf auf. Generell ist bei dieser Beleuchtungssituation, welche im Endeffekt einer Unterzellenlimitierung entspricht, die Unterzelle für Spannungen kleiner $U_L - U_{L,\text{unt}}$, wobei U_L die Leerlaufspannung der Dreifachzelle ist, in Rückwärtsrichtung gepolt. Ist nun

der entsprechende Rückwärtsstrom größer als der optische Kopplungsstrom aus der Mittelzelle, dominiert die Rückwärtscharakteristik der Unterzelle die J-U-Kennlinie in diesem Spannungsbereich, wie dies für die Zelle in Abbildung 6.3 der Fall ist. Bei immer kleiner werdenden externen Spannungen nimmt dementsprechend die Rückwärtsspannung und damit der Rückwärtsstrom der Unterzelle zu, bis der externe Strom durch die Mittelzelle limitiert wird. Dies ist bei der blauen Kennlinie in Abbildung 6.3 bei etwa 0 V zu erkennen. Da die Beleuchtungsintensität der Oberzelle für die grüne und blaue Kennlinie identisch ist, befindet sich die Oberzelle bei einer sehr ähnlichen Teilzellspannung und die optische Kopplungsstromdichte in der Mittelzelle, welche den externen Strom limitiert, ist für beide Situationen gleich.

6.4 Reduktion der freien J-U-Parameter der Teilzellen

Abgesehen von hohen Stromdichten bei denen Serienwiderstandseffekte auftreten und gewissen Spannungsbereichen in denen die J-U-Kennlinien von der Rückwärtscharakteristik einer Teilzelle bestimmt wird, wie dies in Abbildung 6.3 der Fall ist, können alle weiteren J-U-Kennlinien auch unter den oben aufgeführten extremen Beleuchtungssituationen mit dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.1 beschrieben werden, da dies den Effekt optischer Kopplung mit beinhaltet. Dieses Ersatzschaltbild ist durch acht Parameter bestimmt: je zwei Sättigungssperrstromdichten J_{01} und J_{02} pro Teilzelle und die beiden Effizienzen η_{om} und η_{mu} der optischen Kopplung zwischen den jeweiligen Teilzellen. Diese große Anzahl macht es unmöglich die Parameter mittels Computerrechnungen zuverlässig an eine J-U-Kennlinie anzupassen.

Die Tatsache, dass die optische Kopplungsstromdichte unter entsprechenden externen Beleuchtungsbedingungen aus der J-U-Kennlinie abgelesen werden kann und diese eine Spannungsinformation der darüberliegenden Teilzelle enthält, ermöglicht es aber, Eigenschaften der individuellen Teilzellen einer Mehrfachsolarzelle zu extrahieren. Die Anzahl freier Parameter im Ersatzschaltbild kann dadurch drastisch reduziert werden, wie nachfolgend erläutert wird.

6.4.1 Theoretische Grundlagen mittels optischer Kopplung

Die nachfolgende theoretische Abhandlung wird am Beispiel der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle eingeführt, ist aber ohne Einschränkung auch auf die optische Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle übertragbar, wie dies bei den später aufgeführten experimentellen Ergebnissen auch gemacht wird.

Für $e^{U/kT} \gg 1$ kann die Eigenschaft der exponentiellen Spannungsabhängigkeit der optischen Kopplungsstromdichte aus Gleichung 6.3 ausgenutzt werden, um sie mit dem Zweidiodenmodell aus Gleichung 2.13 zu kombinieren:

$$J_{ob}(U_{ob}) = \frac{J_{01,ob}}{C_{ok,om}} \cdot J_{ok,mit}(U_{ob}) + \frac{J_{02,ob}}{C_{ok,om}^{1/2}} \cdot J_{ok,mit}^{1/2}(U_{ob}) - J_{Ph,ob}. \quad (6.10)$$

Diese Gleichung gilt ganz allgemein für jede beliebige Spannung U_{ob} an der Oberzelle. Für eine J-U-Kennlinie mit ausschließlich externer Beleuchtung der Ober- und Unterzelle von $J_{Ph,ob}$ und $J_{Ph,unt}$ und der Bedingung $J_{Ph,unt} > J_{ok,mit}$, wie dies beispielsweise für die grüne Kennlinie in Abbildung 6.2 gilt, ist die Kennlinie wie bereits oben erwähnt, in einem großen Spannungsbereich durch $J_{ok,mit}$ dominiert.

Idealerweise ist Gleichung 6.10 an einer dementsprechenden J-U-Kennlinie bei einer externen Spannung $U_{ext} = U_L - U_{L,mit}$ auszuwerten, wobei U_L für die Leerlaufspannung der Gesamtzelle und $U_{L,mit}$ für den entsprechenden Anteil der Mittelzelle steht. Da die Beleuchtungssituation mittelzellenlimitiert ist, befindet sich die Mittelzelle bei dieser externen Spannung nahe dem Kurzschluss mit der Kurzschlussstromdichte von $J_{K,mit} = J_{ok,mit}$. Zugleich ist die externe Stromdichte $J_{ext} = -J_{ob} = J_{ok,mit}$. Damit lässt sich Gleichung 6.10 bei diesem speziellen Spannungspunkt deutlich vereinfachen:

$$J_{ext} = J_{Ph,ob} - \frac{J_{01,ob}}{C_{ok,om}} \cdot J_{ext} - \frac{J_{02,ob}}{C_{ok,om}^{1/2}} \cdot J_{ext}^{1/2}. \quad (6.11)$$

Diese spezielle Spannung U_{ext} , die umgekehrt auch der Summe der Leerlaufspannungen von Ober- und Unterzelle entspricht, ist allerdings nicht exakt bekannt. Mit einer angenommenen Genauigkeit von ΔU_{ext} kann sie aber abgeschätzt werden. Dies ist ausreichend, wenn die gesamte J-U-Kennlinie im Bereich von U_{ext} nahezu horizontal verläuft und die Oberzellenkennlinie im entsprechenden Operationspunkt nahe $U_{L,ob}$ einen sehr steilen Verlauf aufweist. Die Steigung der J-U-Kennlinie um U_{ext} ist quantitativ durch den Shuntwiderstand der Mittelzelle $R_{P,mit}$ bestimmt. Dieser Shuntwiderstand führt zu einer Unsicherheit von $\Delta U_{ext}/R_{P,mit}$ in der Bestimmung von J_{ext} . Um J_{ob} und $J_{ok,mit}$ über J_{ext} mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, muss

$$\frac{\Delta U_{ext}}{R_{P,mit}} \ll J_{ok,mit} \quad (6.12)$$

gelten. Für diesen Fall führt die Unsicherheit von U_{ext} zu keiner zusätzlich nennenswerten Veränderung von U_{ob} , was einen Einfluss auf $J_{ok,mit}$ hätte. Da $J_{ok,mit}$ deutlich kleiner als $J_{Ph,ob}$ ist, befindet sich die Oberzelle, wie bereits mehrfach erwähnt, nahe bei ihrer Leerlaufspannung $U_{L,ob}$. Die Steigung der Oberzellenkennlinie kann daher

bei U_{ob} über die Steigung bei $U_{L,ob}$ abgeschätzt werden:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial J} \right|_{U_{ob}} = -\frac{nkT}{e} \frac{1}{J_{Ph,ob}}, \quad (6.13)$$

wobei der Einfachheit halber das Eindiodenmodell aus Gleichung 4.2 mit Idealitätsfaktor n angewendet ist. Die Unsicherheit ΔU_{ext} der Ablesespannung führt daher zu einer Unsicherheit in der Oberzellenspannung von:

$$\Delta U_{ob} = \frac{nkT}{e} \frac{\Delta U_{ext}}{J_{Ph,ob} R_{P,mit}} \quad (6.14)$$

und letztendlich zu einer Unsicherheit $\Delta J_{ok,mit}$ der optischen Kopplungsstromdichte von

$$\Delta J_{ok,mit} = J_{ok,mit} n \frac{\Delta U_{ext}}{J_{Ph,ob} R_{P,mit}} \quad (6.15)$$

entsprechend Gleichung 6.5 in linearer Näherung.

In Anbetracht der Gleichungen 6.12 und 6.15 und der Tatsache, dass $J_{ok,mit} < J_{Ph,ob}$ gilt, ist die Unsicherheit $\Delta J_{ok,mit}$ als vernachlässigbar anzusehen. Daher können die entsprechenden Werte J_{ext} für Gleichung 6.11 aus den gemessenen J-U-Kennlinien extrahiert werden. Die Unsicherheit kann mittels Gleichung 6.12 anhand der Steigung der J-U-Kennlinie im Ablesepunkt im Vergleich zum Absolutwert zusätzlich geprüft werden.

Die entscheidende Gleichung 6.11 kann dabei weiter vereinfacht werden:

$$J_{Ph,ob} = \alpha_{om} J_{ext} + \beta_{om} J_{ext}^{1/2} \quad (6.16)$$

mit

$$\alpha_{om} = \frac{J_{01,ob}}{C_{om}} + 1 \quad (6.17)$$

und

$$\beta_{om} = \frac{J_{02,ob}}{C_{om}^{1/2}}. \quad (6.18)$$

J_{ext} kann, wie oben ausführlich beschrieben, an Kennlinien mit Ober- und Unterzellenbeleuchtung gemessen werden. Die zugehörigen Photoströme $J_{Ph,ob}$ in der Oberzelle können über separate J-U-Kennlinien mit zusätzlicher Mittelzellenbeleuchtung ermittelt werden. Schließlich können die Wertepaare an Gleichung 6.16 angepasst und α_{om} sowie β_{om} damit bestimmt werden. Dies führt nach den Gleichungen 6.17 und

6.18 zu einer festen Beziehung von $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$:

$$J_{02,ob} = \beta_{om} \left(\frac{J_{01,ob}}{\alpha_{om} - 1} \right)^{1/2}. \quad (6.19)$$

Einsetzen von Gleichung 6.6 in Gleichung 6.17 liefert zugleich die Effizienz der optischen Kopplung zwischen der Ober- und Mittelzelle:

$$\eta_{om} = \frac{1}{\alpha_{om} - 1}. \quad (6.20)$$

Mit Hilfe der Gleichungen 6.16 - 6.20 werden die zwei Diodenparameter einer Teilzelle auf eine verbleibende Unbekannte reduziert und zusätzlich die Effizienz der optischen Kopplung bestimmt. Durch die Änderung der Beleuchtungsintensität der anregenden Teilzelle, sowie der damit verbundenen Teilzellspannung, kann dabei die optische Kopplungsstromdichte und damit J_{ext} variiert werden. Dies ermöglicht es die Abhängigkeit J_{ext} von $J_{Ph,ob}$ zu messen und deren Wertepaare entsprechend Gleichung 6.16 zu fitten.

6.4.2 Oberzellen-Ergebnisse

In Abbildung 6.4(a) sind mehrere J-U-Kennlinien mit konstanter Unterzellenbeleuchtung, keiner externen Mittelzellenbeleuchtung und verschiedenen Oberzellenbeleuchtungsintensitäten aufgetragen. Diese J-U-Kennlinien der Dreifachsolarzelle sind für Spannungen kleiner der Leerlaufspannung durch den Effekt optischer Kopplung von der Ober- zur Mittelzelle dominiert. Wie im vorherigen Abschnitt argumentiert, muss J_{ext} in Gleichung 6.16 bei $U_{ext}=U_L-U_{L,mit}$ ausgewertet werden. Die Leerlaufspannung der Gesamtkennlinie U_L kann einfach bei $J_{ext}=0$ abgelesen werden, wohingegen $U_{L,mit}$ nicht genau bekannt ist. Als gute Abschätzung der Leerlaufspannung einer Teilzelle kann $E_B/e - 0,5 V$ verwendet werden, wobei E_B der Bandlücke des entsprechenden Halbleiters entspricht [Kin05]. In Anbetracht der Größe der optischen Kopplungsstromdichten, welche um einen Faktor von bis zu 100 kleiner als typische Photostromdichten unter einfacher Sonnenbeleuchtung sind, ist die zu erwartende Leerlaufspannung der Mittelzelle nochmals reduziert. Nach Gleichung 4.3 ist diese Reduktion 0,12 V für einen Faktor 100, Idealitätsfaktor $n=1$ und 300 K. Mit $E_B/e=1,42 eV$ wird die Leerlaufspannung der Mittelzelle schließlich mit 0,8 V abgeschätzt und J_{ext} an den entsprechend markierten Punkten in Abbildung 6.4(a) bestimmt.

Der nahezu waagrechte Verlauf der J-U-Kennlinien zeigt bereits, dass kein wesentli-

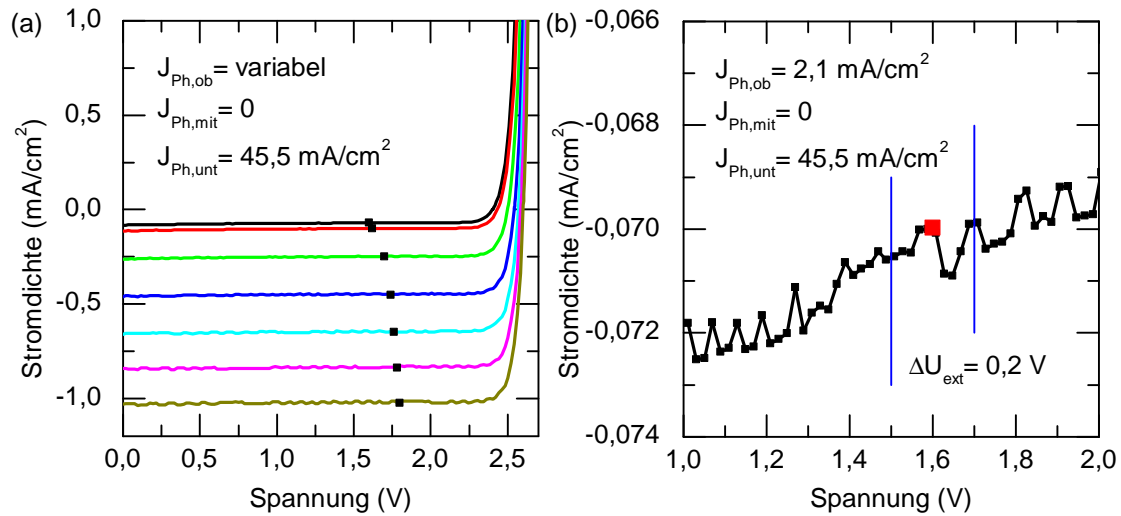


Abbildung 6.4: (a) Ober- und unterzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit variablem $J_{Ph,ob}$ und festem $J_{Ph,unt}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der J_{ext} abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit der kleinsten optischen Kopplungsstromdichte aus (a) in stark gespreizter Skala zur Verdeutlichung der Unsicherheit von J_{ext} .

cher Shunt in der Mittelzelle zu großen Unsicherheiten in der Bestimmung von $J_{ok,mit}$ führt. Abbildung 6.4(b) zeigt die Kennlinie mit der kleinsten optischen Kopplungsstromdichte, die relativ gesehen die größte Unsicherheit aufgrund der Ableseposition aufweist. Selbst bei einer sehr großzügig angenommenen Ableseunsicherheit von 0,2 V zeigt sich, dass die Messgerätschwankung von etwa 1 % während der Kennlinienmessung die Unsicherheit von J_{ext} bestimmt.

Zur Auswertung von Gleichung 6.16 muss neben dem zu $J_{ok,mit}$ korrespondierenden J_{ext} auch die entsprechende Photostromdichte $J_{Ph,ob}$ der Oberzelle ermittelt werden. Dies geschieht mittels separaten J-U-Kennlinienmessungen, bei denen die externe Beleuchtung von Ober- und Unterzelle identisch zu den Kurven aus Abbildung 6.4(a) ist, aber eine zusätzliche konstante Mittelzellenbeleuchtung zu einer insgesamt oberzellenlimitierten Situation führt. Diese Messungen sind in Abbildung 6.5(a) dargestellt. Äquivalent zur Ablesespannung von $J_{ok,mit}$ ergibt sich für die Bestimmung von $J_{Ph,ob}$ eine Spannung von $U_{ext} = U_L - U_{L,ob}$, bei der sich die Oberzelle im Kurzschluss befindet und aufgrund der oberzellenlimitierten Beleuchtung die messtechnisch zugängliche externe Stromdichte damit $J_{Ph,ob}$ entspricht. Die entsprechende Leerlaufspannung $U_{L,ob}$ der Oberzelle lässt sich ebenfalls über die Bandlücke von 1,88 eV zu 1,4 V abschätzen [Kin05]. Die jeweiligen Ablesepunkte von $J_{Ph,ob}$ sind ebenfalls in Abbildung 6.5(a) eingetragen. Abbildung 6.5(b) zeigt die Kennlinie mit der experimentell kleinstmöglichen Beleuchtungsintensität für die Oberzelle, welche zu einer Photostromdichte von

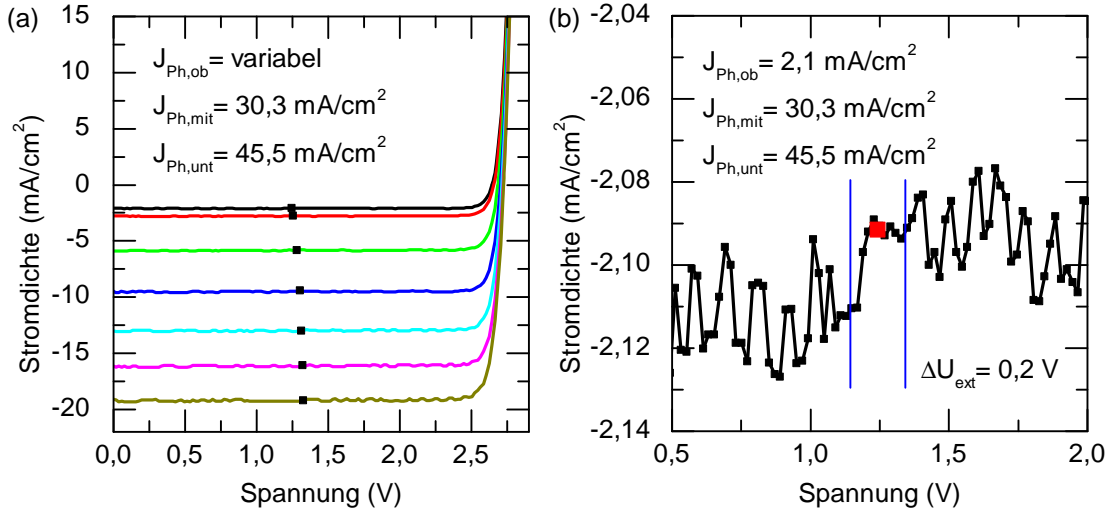


Abbildung 6.5: (a) Ober-, mittel- und unterzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit variablem $J_{Ph,ob}$ sowie festem $J_{Ph,mit}$ und $J_{Ph,unt}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der $J_{Ph,ob}$ abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit der kleinsten Photostromdichte aus (a) in stark gespreizter Skala zur Verdeutlichung der Unsicherheit von $J_{Ph,ob}$.

2,1 mA/cm² führt. Genau wie bei den mittelzelllimitierten J-U-Kennlinien ist kein Einfluss eines Shunts erkennbar und die Unsicherheit von $J_{Ph,ob}$ ist wiederum durch die Genauigkeit des Messgerätes von etwa 1% bestimmt.

Die aus den J-U-Kennlinien in den Abbildungen 6.4 und 6.5 ermittelten Wertepaare (J_{ext} , $J_{Ph,ob}$) sind in Abbildung 6.6 aufgetragen und an Gleichung 6.16 angefitet. Die gemessenen Werte können sehr gut durch Gleichung 6.16 angepasst werden. Die entsprechenden Parameter α_{om} und β_{om} sowie die daraus ermittelte Beziehung zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten der Oberzelle und die Effizienz η_{om} der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle nach Gleichungen 6.19 und 6.20 sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

$$\begin{aligned}\alpha_{om} &= 14,55 \pm 0,24 \\ \beta_{om} &= (4,42 \pm 0,20) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \\ J_{02,ob} &= (1,20 \pm 0,07) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,ob}^{1/2} \\ \eta_{om} &= 0,074 \pm 0,001\end{aligned}$$

Tabelle 6.1: Aus der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle ermittelte Parameter des Ersatzschaltbildes für die Oberzelle.

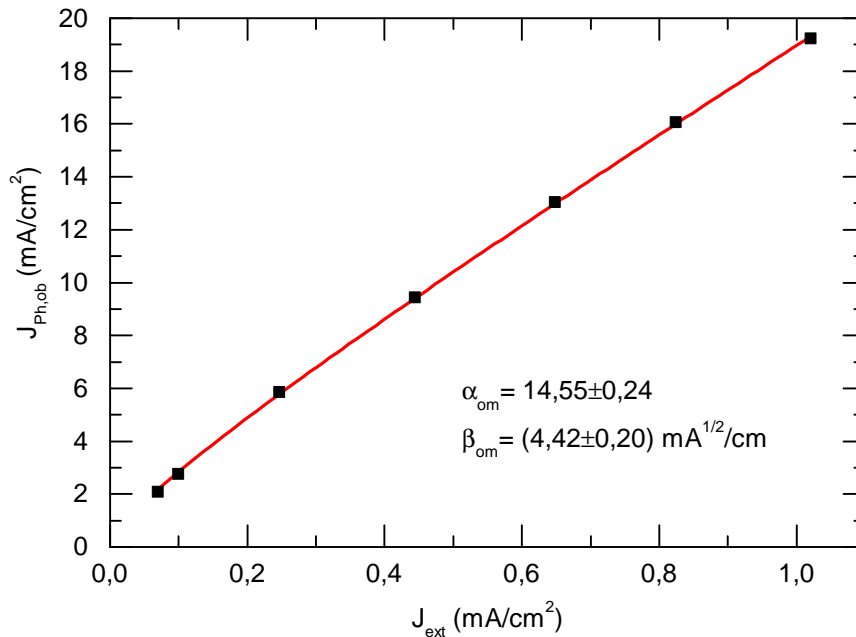


Abbildung 6.6: Experimentell ermittelte $(J_{ext}, J_{Ph,ob})$ -Wertepaare für die optische Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle angepasst an Gleichung 6.16.

6.4.3 Mittelzellen-Ergebnisse

Äquivalent zum vorherigen Abschnitt können die Gleichungen 6.16 bis 6.20 auch auf die optische Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle angewendet werden. Abbildung 6.7(a) zeigt die entsprechenden J-U-Kennlinien mit konstanter Oberzellenbeleuchtung, variierender Mittelzellenbeleuchtung und ohne externer optischer Anregung der Unterzelle. Diese Kennlinien sind links von U_L durch die optische Kopplung von der Mittel- zur Unterzelle bestimmt. Um $J_{ok,unt}$ über J_{ext} richtig abzulesen, ist wiederum die Ablesespannung von $U_L - U_{L,unt}$ zu wählen. Die Leerlaufspannung der Germaniumunterzelle wird dabei mit 0,2 V abgeschätzt, wobei der horizontale Verlauf der Kennlinien und Abbildung 6.7(b) erneut zeigt, dass die Messgerätegenauigkeit die Unsicherheit von J_{ext} bestimmt.

Die Bestimmung der Photostromdichte $J_{Ph,mit}^*$ aus J-U-Kennlinien ist sowohl fundamental als auch experimentell komplizierter, als dies für die Oberzelle im vorherigen Abschnitt beschrieben ist. Die Photostromdichte $J_{Ph,mit}^*$ steht dabei für die Summe aus der von extern über die Laserbeleuchtung generierten Photostromdichte $J_{Ph,mit}$ und der zusätzlichen optischen Kopplungsstromdichte $J_{ok,mit}$, welche aus der optischen Kopplung der Ober- zur Mittelzelle resultiert. Da die Beleuchtungsintensität in der Oberzelle für alle dargestellten J-U-Kennlinien in Abbildung 6.7 konstant ist, ist

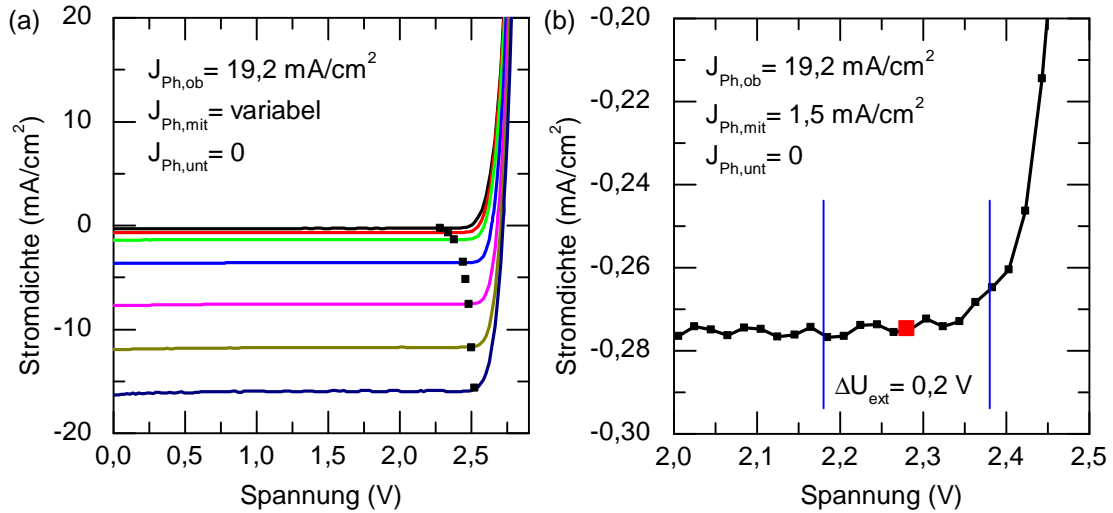


Abbildung 6.7: (a) Ober- und mittelzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit festem $J_{Ph,ob}$ und variablem $J_{Ph,unt}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der J_{ext} abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit der kleinsten optischen Kopplungsstromdichte aus (a) in stark gespreizter Skala zur Verdeutlichung der Unsicherheit von J_{ext} .

der Beitrag durch optische Kopplung ähnlich und für kleine extern generierte Photostromdichten in der Mittelzelle relativ gesehen am größten. Solange dabei $J_{Ph,mit}^*$ kleiner als $J_{Ph,ob}$ ist, kann $J_{Ph,mit}^*$ äquivalent zur vorher in Abbildung 6.5 gezeigten Photostromdichtebestimmung in der Oberzelle direkt über eine J-U-Kennlinie gemessen werden. Durch eine zusätzliche Unterzellenbeleuchtung, welche insgesamt zu einer Mittelzelllimitierung führt, wird die optische Kopplung dabei automatisch mit berücksichtigt. Die entsprechenden Kennlinien sind in Abbildung 6.8(a) aufgetragen. Die Photostromdichte $J_{Ph,mit}^*$ der Mittelzelle wird wie im vorherigen Abschnitt 0,8 V links von der Gesamtlerlaufspannung abgelesen, was wieder durch die schwarzen Punkte gekennzeichnet ist. Dabei ist wegen des sehr flachen Verlaufs der Kennlinie, was zu geringen Unsicherheiten führt, vernachlässigt, dass die Leerlaufspannung der Mittelzelle aufgrund der insgesamt höheren Stromdichte etwas größer sein wird.

Aus experimentellen Gründen ist es allerdings nicht möglich $J_{Ph,mit}^*$ für die anderen J-U-Kennlinien mit stärkerer Mittelzellenbeleuchtung zu bestimmen, da für diese Dreifachzelle über das 405 nm LED-Array eine maximale Photostromdichte in der Oberzelle von $19,2 \text{ mA/cm}^2$ zu erreichen ist, während mit Hilfe des 803 nm Lasers in der Mittelzelle deutlich höhere Photostromdichten erzeugt werden können. Da über die J-U-Kennlinie jedoch nur die Photostromdichten der limitierenden Teilzelle bestimmt werden können, muss die entsprechende Mittelzellphotostromdichte über die Laserleistung skaliert werden. Dazu wird die Laserleistung in 0,1 W Schritten,

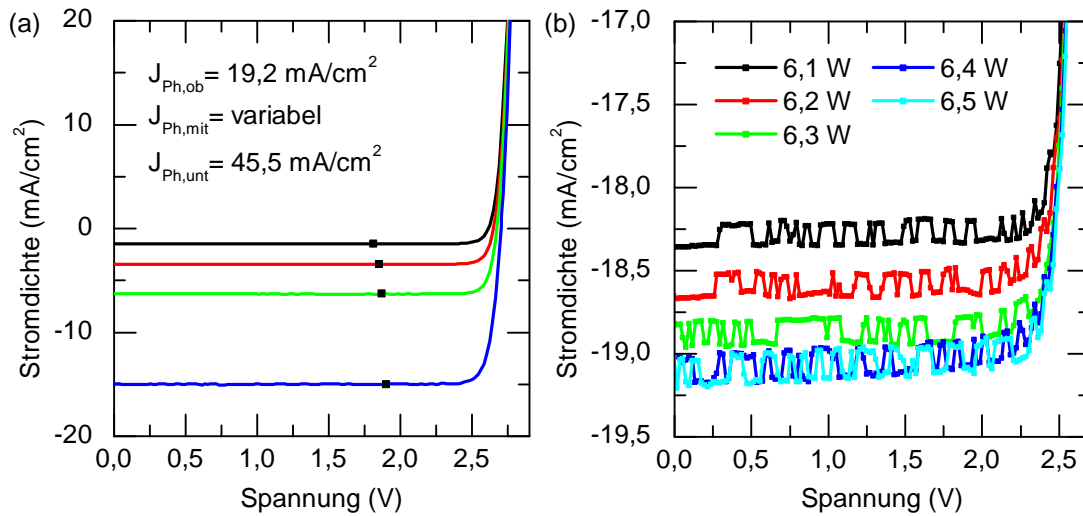


Abbildung 6.8: (a) Ober-, mittel- und unterzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit variablem $J_{Ph,mit}$ sowie festem $J_{Ph,ob}$ und $J_{Ph,unt}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der $J_{Ph,mit}^*$ abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit konstanten Photostromdichten $J_{Ph,ob} = 19,2 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{Ph,unt} = 45,5 \text{ mA/cm}^2$ sowie kleinstmöglichen Änderungen in der Leistung des 803 nm Lasers.

was der kleinstmöglichen Änderung entspricht, erhöht, bis ein Punkt erreicht wird, an dem sich der extern zugängliche Photostrom der Dreifachsolarzelle nicht mehr ändert. Bei dieser Laserleistung ändert sich die Limitierung von der Mittel- zur Oberzelle. Entsprechende Kennlinien sind in Abbildung 6.8(b) gezeigt. Bis zu einer Leistung von 6,4 W des 803 nm Lasers, der für den Photostrom in der Mittelzelle sorgt, ist eine kontinuierliche Zunahme des Gesamtphotostromes erkennbar. Da sich bei 6,5 W die Photostromdichte nicht mehr ändert, liegt spätestens bei dieser Leistung eine Oberzellenlimitierung vor. Die höchste Leistung bei der damit noch sicher eine Mittelzelllimitierung vorherrscht, ist 6,3 W. Die dazugehörige Stromdichte von $18,9 \text{ mA/cm}^2$ wird für größere Laserleistungen entsprechend linear skaliert. Für derartige Laserleistungen, die zu einer Mittelzellphotostromdichte führen, welche größer als die der Oberzelle ist, ist damit auch der Beitrag der optischen Kopplungsstromdichte zu vernachlässigen. Die J-U-Kennlinien mit entsprechend hohen Laserleistungen in Abbildung 6.7(a) sind mit 7 W, 10 W, 15 W und 20 W gemessen. Die maximale Laserleistung von 35 W kann dabei nicht komplett ausgenutzt werden, da für noch höhere Leistungen die optische Kopplungsstromdichte in der Unterzelle sogar größer als die maximal erreichbare Photostromdichte in der Oberzelle ist und deren Bestimmung dadurch unmöglich macht.

Bei der hier beschriebenen Vorgehensweise zur Bestimmung der Photostromdichte-

te in der Mittelzelle wird allerdings vernachlässigt, dass sich bei den Kennlinien in Abbildung 6.7(a) und Abbildung 6.8(a) aufgrund der unterschiedlichen extrahierten Stromdichte die Oberzelle bei einer leicht veränderten Spannung befindet. Dadurch weichen die optischen Kopplungsstromdichten in der Mittelzelle für die Messung von J_{ext} und $J_{\text{Ph,mit}}^*$ geringfügig voneinander ab. Bei der Messung von J_{ext} ist die insgesamt und damit auch in der Oberzelle extrahierte Stromdichte kleiner, was zu einer leicht größeren optischen Kopplungsstromdichte in diesem Falle führt. Aufgrund der relativ kleinen Effizienz der optischen Kopplung von der Oberzur Mittelzelle, die Tabelle 6.1 entnommen werden kann, ist der Einfluss für die GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle aber unwesentlich. Zur Überprüfung dieser Annahme ist in Abbildung 6.9 J_{ext} für zwei verschiedene Beleuchtungsintensitäten in der Mittelzelle in Abhängigkeit von der Photostromdichte der Oberzelle $J_{\text{Ph,ob}}$ aufgetragen. Für geringe Beleuchtungsintensitäten der Oberzelle ist der dadurch

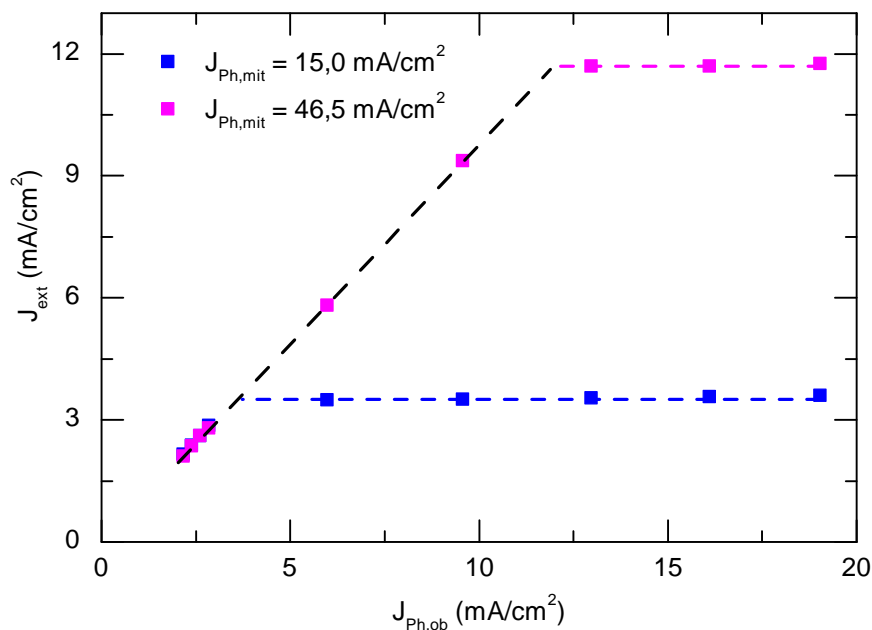


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der optischen Kopplungsstromdichte J_{ext} in der Unterzelle von der Photostromdichte $J_{\text{Ph,ob}}$ in der Oberzelle bei fester Mittelzellenbeleuchtung.

generierte Photostrom geringer als der optische Kopplungsstrom, der von der Mittelzelle in der Unterzelle generiert wird. Somit limitiert die Oberzelle J_{ext} und J_{ext} ist durch $J_{\text{Ph,ob}}$ festgelegt, was durch den als schwarz gestrichelten linearen Verlauf dargestellt ist. Nach diesem linearen Anstieg tritt abhängig von der Photostromdichte in der Mittelzelle eine Sättigung ein. In diesem Bereich limitiert die Unterzelle und die darin

generierte optische Kopplungsstromdichte bestimmt J_{ext} . Der nahezu horizontale Verlauf rechtfertigt dabei die Annahme, dass für die verwendeten Dreifachsolarzellen die Spannung an der Oberzelle, welche durch $J_{\text{Ph,ob}}$ manipuliert werden kann, keinen entscheidenden Einfluss hat. Für eine fiktive Mehrfachsolarzelle mit stärkerer optischer Kopplung kann eine Auswirkung aber nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Für einen derartigen Fall müsste sowohl J_{ext} als auch $J_{\text{Ph,mit}}$ über Abbildung 6.9 entsprechende Messungen mit variierender Oberzellenbeleuchtung ermittelt werden. Die gesuchten Werte müssen an dem Knickpunkt, der einen Limitierungsübergang darstellt, abgelesen werden, da an dieser Stelle exakt die Photostromdichte der Oberzelle extrahiert wird und damit keinerlei optische Kopplung zur Mittelzelle stattfindet. Dementsprechend können immer $(J_{\text{ext}}, J_{\text{Ph,mit}})$ Wertepaare gemessen werden, die Gleichung 6.16 exakt erfüllen.

Für die vorgestellte Art von Dreifachsolarzellen können die Wertepaare $(J_{\text{ext}}, J_{\text{Ph,mit}}^*)$ aber aus den J-U-Kennlinien in den Abbildungen 6.7 und 6.8 ermittelten werden. Sie sind in Abbildung 6.10 aufgetragen und an Gleichung 6.16 angefitet. Die gemess-

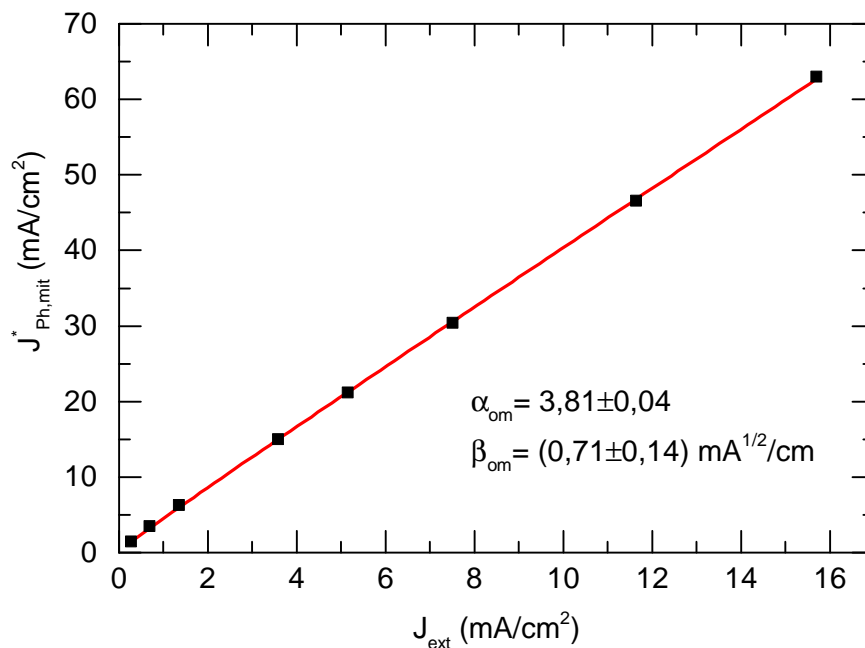


Abbildung 6.10: Experimentell ermittelte $(J_{\text{ext}}, J_{\text{Ph,mit}}^*)$ -Wertepaare für die optische Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle angepasst an Gleichung 6.16.

senen Werte können, wie für die Oberzelle, sehr gut durch Gleichung 6.16 angepasst werden, wobei zu berücksichtigen ist, dass aufgrund des nahezu linearen Verlaufs der Parameter β_{mu} mit einer relativ hohen Unsicherheit behaftet ist. Dieser fast lineare Zusammenhang spricht auch für ein ideales Verhalten der Mittelzelle, was sich auch

in der größeren Kopplungseffizienz im Vergleich zu Oberzelle bemerkbar macht. Die ermittelten Parameter α_{mu} und β_{mu} sowie die daraus ermittelte Beziehung zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten der Mittelzelle und die Effizienz η_{mu} der optischen Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle nach Gleichungen 6.19 und 6.20 sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

$$\begin{aligned} \alpha_{mu} &= 3,81 \pm 0,04 \\ \beta_{mu} &= (0,71 \pm 0,14) mA^{1/2}/cm \\ J_{02,mit} &= (0,42 \pm 0,09) mA^{1/2}/cm \cdot J_{01,mit}^{1/2} \\ \eta_{mu} &= 0,356 \pm 0,005 \end{aligned}$$

Tabelle 6.2: Aus der optischen Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle ermittelte Parameter des Ersatzschaltbildes für die Mittelzelle.

6.4.4 Theoretische Grundlagen mittels PL

Die in den drei vorherigen Abschnitten gezeigte Möglichkeit der Einschränkung der freien Parameter im Ersatzschaltbild der Ober- und Mittelzelle über optische Kopplung ist für die Unterzelle nicht anwendbar, da deren Spannungsinformation nicht über eine optische Kopplungsstromdichte in einer darunterliegenden Teilzelle gemessen werden kann. Allerdings erlaubt die Spannungsabhängigkeit der Lumineszenzintensität eine ähnliche Herangehensweise. Die Kombination aus dem Zweidiodenmodell aus Gleichung 2.13 und der integrierten PL Intensität Φ_{unt} der Unterzelle nach Gleichung 2.24, wobei die Kurzschlussintensität Φ_K vernachlässigt ist, führt unter Leerlaufbedingungen zu einem ähnlichen Ausdruck wie Gleichung 6.16:

$$J_{Ph,unt} = \alpha_u \Phi_{unt} + \beta_u \Phi_{unt}^{1/2} \text{ mit } \alpha_u = \frac{J_{01,unt}}{C_{unt}} \text{ und } \beta_u = \frac{J_{02,unt}}{C_{unt}^{1/2}}. \quad (6.21)$$

Dies führt erneut zu einer festen Relation zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten $J_{01,unt}$ und $J_{02,unt}$:

$$J_{02,unt} = \beta_u \left(\frac{J_{01,unt}}{\alpha_u} \right)^{1/2}. \quad (6.22)$$

Diese auf PL basierte Beziehung gilt für die Ober- und Mittelzelle äquivalent, hat allerdings den Nachteil, dass sie keinerlei Information über optische Kopplung und insbesondere deren Effizienz liefert.

6.4.5 Unterzellen-Ergebnisse

Abbildung 6.11(a) zeigt exemplarisch ein unter Leerlaufbedingungen aufgenommenes Lumineszenzbild der Unterzelle, bei der ausschließlich der 975 nm Laser zur Beleuchtung verwendet wird und die Ober- und Mittelzelle dadurch nicht angeregt sind. PL-Bilder der Unterzelle sind abgesehen von den defekten Pixeln des Kamerasensors,

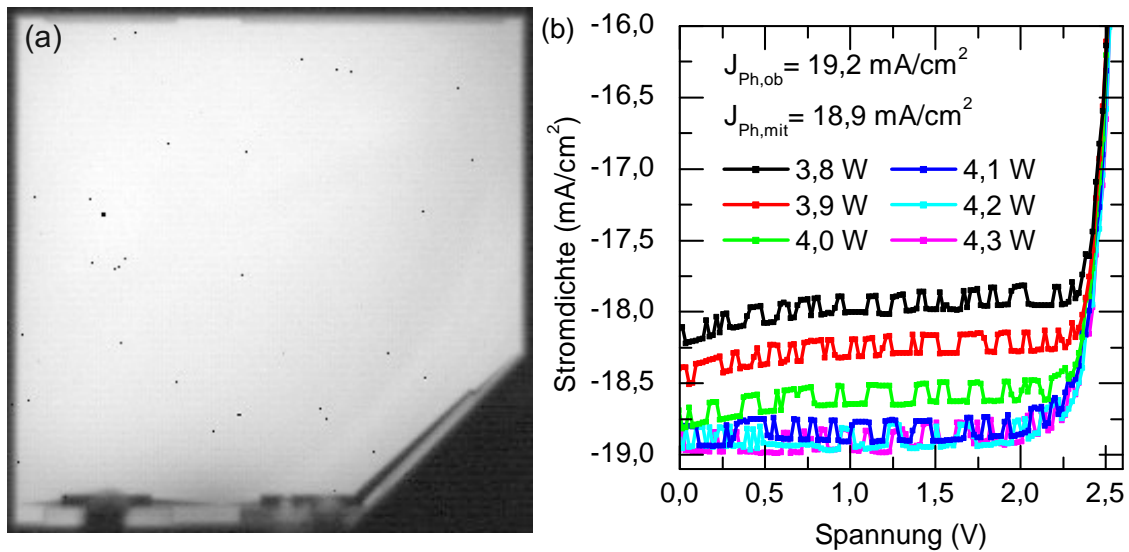


Abbildung 6.11: (a) PL-Bild der Unterzelle bei einer 975 nm Laserleistung von 15 W. (b) J-U-Kennlinien mit konstanten Photostromdichten $J_{Ph,ob}=19,2 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{Ph,mit}=18,9 \text{ mA/cm}^2$ sowie kleinstmöglichen Änderungen in der Leistung des 975 nm Lasers.

wie auch hier zu sehen, üblicherweise sehr homogen, weshalb es eine gute Näherung darstellt, die Intensität über die gesamte Zellfläche zu mitteln.

Zur Auswertung von Gleichung 6.21 ist neben den PL-Intensitäten Φ_{unt} auch die jeweils durch den 975 nm Laser erzeugte Photostromdichte $J_{Ph,unt}$ in der Unterzelle notwendig. Da die PL-Bilder ohne optische Anregung der Mittelzelle aufgenommen werden und auch anderweitig keine Spannung an der Mittelzelle anliegt, ist keinerlei zusätzliche optische Kopplung in die Unterzelle zu berücksichtigen. $J_{Ph,unt}$ wird ähnlich zu der in Abschnitt 6.4.3 beschriebenen Bestimmung der Mittelzellenphotostromdichte ermittelt. Dabei wird in der Ober- und Mittelzelle eine möglichst identische Photostromdichte generiert und die Laserleistung des 975 nm Lasers in kleinstmöglichen Schritten von 0,1 W geändert. Die entsprechenden J-U-Kennlinien sind in Abbildung 6.11 gezeigt. Bis zu einer Leistung von 4,1 W vergrößert sich der messbare Photostrom der Dreifachzelle kontinuierlich. Für größere Leistungen

ändert er sich hingegen nicht mehr, was auf eine Limitierungsänderung, weg von der Unterzelle, zurückzuführen ist. Für die Leistung von 4,1 W ist dagegen anzunehmen, dass die Photostromdichten in allen drei Teilzellen nahezu identisch sind. In diesem Fall kann daher die optische Kopplung vernachlässigt werden. Die Photostromdichte für die PL-Bilder wird, ausgehend von $18,8 \text{ mA/cm}^2$ bei 4,1 W, sowohl für kleinere als auch für größere Laserleistungen linear skaliert.

Die entsprechend ermittelten $(\Phi_{\text{unt}}, J_{\text{Ph,unt}})$ -Wertepaare sind zusammen mit der Fitkurve an Gleichung 6.21 in Abbildung 6.12 dargestellt. Die Messpunkte können

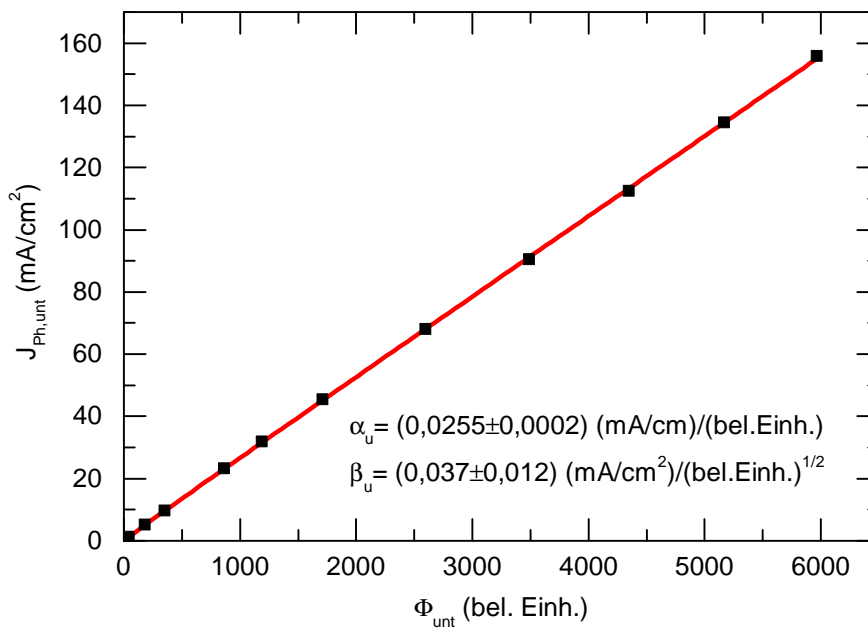


Abbildung 6.12: Experimentell ermittelte $(\Phi_{\text{unt}}, J_{\text{Ph,unt}})$ -Wertepaare anhand der PL-Bilder der Unterzelle angepasst an Gleichung 6.21.

erneut sehr gut angepasst werden. Dabei ist anzumerken, dass die PL-Intensität Φ_{unt} nicht absolut gemessen wird, wodurch lediglich die Beziehung zwischen α_u und β_u eindeutig festgelegt ist und nicht deren Zahlenwerte. Der Parameter β_u ist außerdem erneut mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet. Dies liegt an dem sehr linearen Verlauf der ermittelten Wertepaare, welcher im Wesentlichen durch den Parameter α_u beschrieben wird. Bezogen auf die J-U-Kennlinie der Unterzelle bedeutet dies, dass für diese Dreifachsolarzelle die Unterzelle auch annähernd durch das ideale Eindiodenmodell beschrieben werden könnte. Die bestimmten Parameter α_u und β_u sowie die daraus ermittelte Beziehung zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten der Unterzelle nach Gleichungen 6.22 sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

$$\begin{aligned}
 \alpha_u &= (0,0255 \pm 0,0002) \text{ mA/cm}^2 / (\text{bel.Einh.}) \\
 \beta_u &= (0,037 \pm 0,012) \text{ mA/cm}^2 / (\text{bel.Einh.})^{1/2} \\
 J_{02,unt} &= (0,23 \pm 0,08) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,unt}^{1/2}
 \end{aligned}$$

Tabelle 6.3: Aus den PL-Bildern ermittelte Parameter des Ersatzschaltbildes für die Unterzelle.

6.4.6 Vergleich optische Kopplung und PL

Wie bereits in Abschnitt 6.4.4 erwähnt, läßt sich das Verhältnis der jeweiligen beiden Sättigungssperrstromdichten der Ober- und Mittelzelle äquivalent zur Unterzelle auch über PL-Bilder bestimmen und dadurch die Anzahl freier Parameter reduzieren. Der Nachteil besteht allerdings darin, dass im Gegensatz zur J-U-Kennlinien basierten Methode aus Abschnitt 6.4.1 keinerlei Information über die optische Kopplung gewonnen wird. Nichtsdestotrotz wird in diesem Abschnitt zu Vergleichszwecken auch die PL-Auswertung für die Ober- und Mittelzelle durchgeführt.

Vergleich für die Oberzelle

Exemplarisch ist in Abbildung 6.13(a) das PL-Bild der Oberzelle bei einer Photostromdichte von $2,8 \text{ mA/cm}^2$ gezeigt. Im Gegensatz zum PL-Bild der Unterzelle in Abbildung 6.11(a) weist das PL-Bild der Oberzelle im unteren Bildbereich eine deutliche Inhomogenität auf. Um den Einfluss dieser Inhomogenität zu studieren, ist die Auswertung in den beiden farbig markierten Rechtecken durchgeführt worden, wobei jeweils der Mittelwert der Intensität in diesem abgegrenzten Bereich verwendet wurde. Die entsprechenden Photostromdichten, welche aus der jeweiligen Anregungsintensität des 405 nm LED-Arrays resultieren, können aus Abschnitt 6.4.2 übernommen werden. Dabei ist zu beachten, dass diese Photostromdichten anhand der J-U-Kennlinien praktisch über die gesamte Zellfläche gemittelt sind, was aufgrund der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Inhomogenität des LED-Arrays und möglicher lokaler Unterschiede der Oberzelle an sich, zu gewissen Unsicherheiten führt. Die bestimmten $(\Phi_{\text{ob}}, J_{\text{Ph,ob}})$ -Wertepaare, sowohl für den hellen als auch dunklen Bereich im PL-Bild der Oberzelle, sind zusammen mit der jeweiligen Fitkurve an Gleichung 6.21 in Abbildung 6.13(b) gezeigt. Für beide Messserien können die Messpunkte gut an Gleichung 6.21 angepasst werden. Die ermittelten Parameter α_o und β_o können dabei nicht mit den Parametern α_{om} und β_{om} aus Tabelle 6.1 verglichen werden, da sie auf unterschiedlichen Methoden und Gleichungen beruhen. Selbst die Absolutwerte der α_o und β_o für die beiden verschiedenen Bereiche sind unabhängig

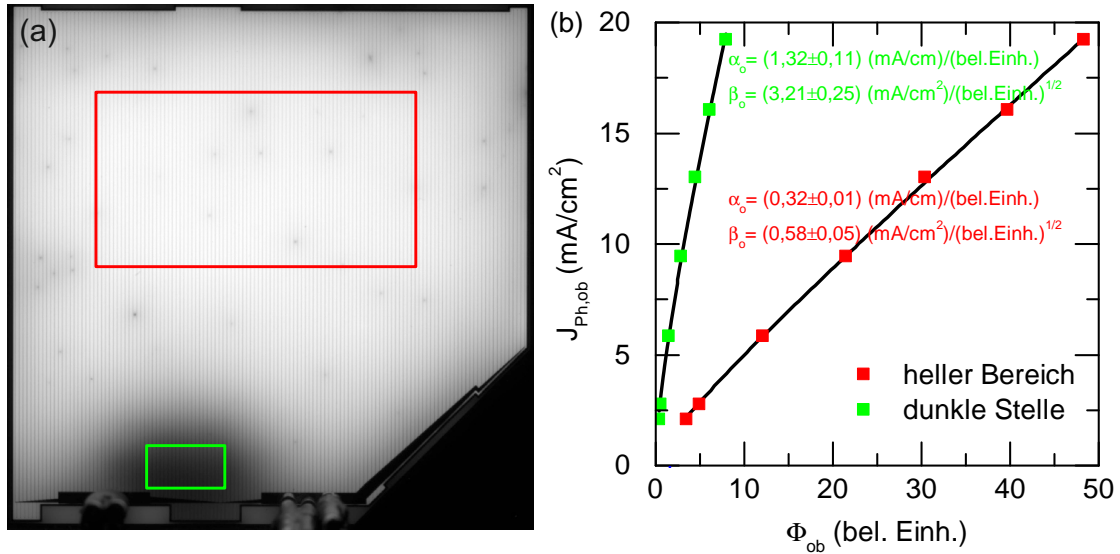


Abbildung 6.13: (a) PL-Bild der Oberzelle bei einer korrespondierenden Photo-
stromdichte von $J_{Ph,ob}=2,8 \text{ mA/cm}^2$. Das rote und grüne Rechteck grenzen die beiden
Auswertungsbereiche ein. (b) Experimentell ermittelte $(\Phi_{ob}, J_{Ph,ob})$ -Wertepaare für
den hellen und dunklen Bereich der PL-Bilder der Oberzelle angepasst an Gleichung
6.21.

voneinander, was an der beliebigen Normierbarkeit der Lumineszenzintensität liegt.
Die Beziehung zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten der Oberzelle ist
allerdings für alle drei Fälle zu vergleichen und in Tabelle 6.4 zusammengefasst. Im

Methode	Bereich	Beziehung zwischen $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$
optische Kopplung	gesamte Zellfläche	$J_{02,ob} = (1,20 \pm 0,07) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,ob}^{1/2}$
PL	heller Bereich	$J_{02,ob} = (1,03 \pm 0,11) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,ob}^{1/2}$
PL	dunkle Stelle	$J_{02,ob} = (2,79 \pm 0,35) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,ob}^{1/2}$

Tabelle 6.4: Vergleich der Beziehung zwischen $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$ für die verschiedenen
Methoden und Bereiche der Oberzelle.

Rahmen der Fitunsicherheiten stimmt das Verhältnis von $J_{02,ob}$ zu $J_{01,ob}^{1/2}$ für die
Bestimmung aus der optischen Kopplung und den hellen Bereich der PL-Auswertung,
welcher den Großteil der Zellfläche ausmacht, überein. Die PL-Auswertung an der
dunklen Stelle weist hingegen einen deutlich größeren Faktor von $2,79 \text{ mA}^{1/2}/\text{cm}$ im
Gegensatz zu etwa $1,1 \text{ mA}^{1/2}/\text{cm}$ auf, was zu einer stärkeren Gewichtung der Diode
mit Idealitätsfaktor $n=2$ führt. Dies bedeutet ein weniger ideales Verhalten, das gut
mit der insgesamt schwächeren PL-Intensität an dieser Stelle korreliert. In Anbetracht
der Flächenverhältnisse des dunklen und hellen Bereichs des PL-Bildes in Abbildung

6.13(a) ist es nachvollziehbar, dass der über optische Kopplung ermittelte Faktor, welcher über die gesamte Zellfläche mittelt, näher an dem über PL bestimmten Wert des hellen Bereichs liegt. Bei der gesamten Beurteilung dieses Faktors ist allerdings auch immer zu berücksichtigen, dass beide Sättigungssperrstromdichten zusätzlich mit Unsicherheiten behaftet sind.

Vergleich für die Mittelzelle

Ein PL-Bild der Mittelzelle ist in Abbildung 6.14(a) dargestellt. Die Intensität des 803 nm Lasers entspricht dabei einer Photostromdichte in der Mittelzelle von $5,6 \text{ mA/cm}^2$. Im Gegensatz zum PL-Bild der Oberzelle, sind keine ausgeprägten In-

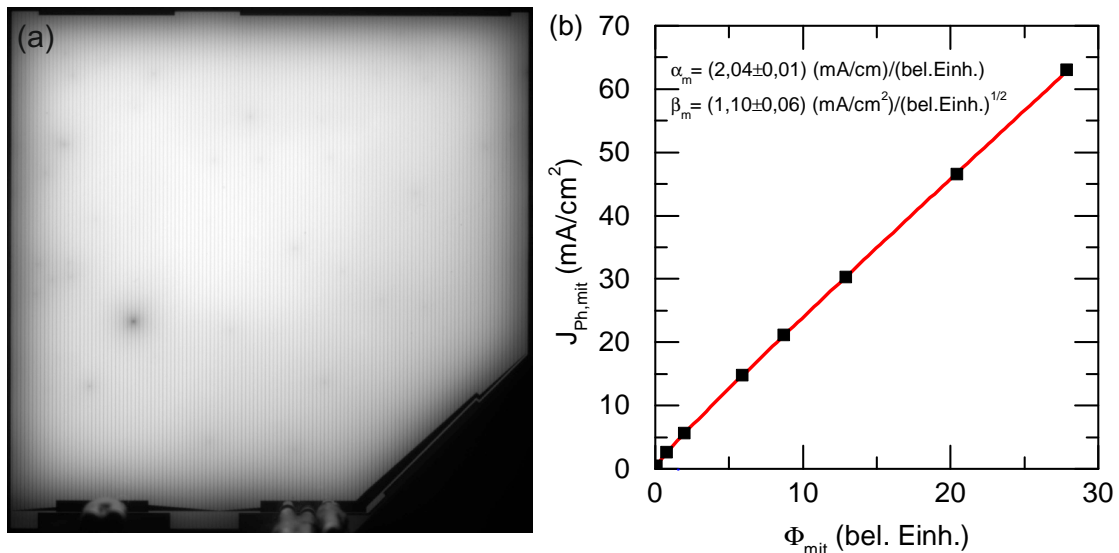


Abbildung 6.14: (a) PL-Bild der Mittelzelle bei einer korrespondierenden Photostromdichte von $J_{Ph,ob}=5,6 \text{ mA/cm}^2$. (b) Experimentell ermittelte $(\Phi_{mit}, J_{Ph,mit})$ -Wertepaare der Mittelzelle angepasst an Gleichung 6.21.

homogenitäten hinsichtlich der PL-Intensität zu erkennen. Lediglich zum Zellrand hin ist aufgrund der Oberflächenrekombination eine Abnahme der Helligkeit festzustellen. Die Intensität wird daher, wie für die Unterzelle, über die gesamte Zellfläche gemittelt. Da für die PL-Bilder der Mittelzelle die Oberzelle nicht angeregt ist, resultiert die jeweilige Photostromdichte ausschließlich aus der externen Beleuchtung durch den 803 nm Laser und enthält keinerlei Anteil durch eine optische Kopplung. Die Werte für $J_{Ph,mit}$ werden daher für alle Messpunkte über die Laserleistung skaliert, wobei die in Abschnitt 6.4.3 gefundene Leistung, bei der Ober- und Mittelzelle dieselbe Photostromdichte aufweisen, als Ausgangspunkt verwendet wird. Die gemessenen

$(\Phi_{\text{mit}}, J_{\text{Ph,mit}})$ -Wertepaare sind zusammen mit der an Gleichung 6.21 angefitzten Kurve in Abbildung 6.14(b) gezeigt. Die Messpunkte können erneut gut an die theoretische Gleichung angepasst werden, wobei der Parameter β_m aufgrund des ziemlich linearen Verlaufs mit einer größeren Unsicherheit versehen ist.

Die aus der PL-Methode nach Gleichung 6.22 bestimmte Beziehung zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten ist in Tabelle 6.5 mit der Auswertung über die optische Kopplung verglichen. Der Faktor zwischen $J_{02,\text{mit}}$ und $J_{01,\text{mit}}^{1/2}$ stimmt

Methode	Beziehung zwischen $J_{01,\text{mit}}$ und $J_{02,\text{mit}}$
optische Kopplung	$J_{02,\text{mit}} = (0,42 \pm 0,09) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,\text{mit}}^{1/2}$
PL	$J_{02,\text{mit}} = (0,78 \pm 0,05) \text{ mA}^{1/2}/\text{cm} \cdot J_{01,\text{mit}}^{1/2}$

Tabelle 6.5: Vergleich der Beziehung zwischen $J_{01,\text{mit}}$ und $J_{02,\text{mit}}$ der Mittelzelle für die beiden verschiedenen Methoden.

im Rahmen der Anpassungsunsicherheiten nicht gänzlich überein, was in mehreren Ursachen begründet liegt. Einerseits kann im Gegensatz zur Oberzelle die in der Mittelzelle generierte Photostromdichte nicht direkt gemessen werden, sondern muss über die Laserleistung skaliert werden, was mit gewissen Unsicherheiten verbunden ist. Andererseits zeigt die Mittelzelle im charakterisierten Strombereich generell ein nahezu ideales Verhalten, wodurch die Diode mit Idealitätsfaktor $n=1$ stark dominiert und damit der Einfluss der Sättigungssperrstromdichte $J_{02,\text{mit}}$, welche die zweite Diode bestimmt, nur sehr gering ist.

6.4.7 Zusammenfassung der Teilzellen-Sättigungssperrstromdichten

In den vorherigen Unterabschnitten wurde für alle drei Teilzellen jeweils ein fester Zusammenhang für die beiden Sättigungssperrstromdichten ermittelt. Zusätzlich wurde die Effizienz der optischen Kopplungen von Ober- zu Mittel- und Mittel- zu Unterzelle bestimmt. Diese Zwischenergebnisse sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. Dabei sind für die Ober- und Mittelzelle nur die Ergebnisse aus der Kennlinien-Methode aufgeführt, da die PL-Auswertung keine Erkenntnisse zur optischen Kopplung liefert. Insgesamt wird die Ausgangssituation von acht unbekanntem Parametern des Ersatzschaltbildes der Dreifachzelle deutlich verbessert, da nur noch eine unabhängige Variable für jede Teilzelle verbleibt.

Teilzelle	Kopplungseffizienz	Beziehung zwischen J_{01} und J_{02}
Oberzelle	$\eta_{om} = 0,074 \pm 0,001$	$J_{02,ob} = (1,20 \pm 0,07) mA^{1/2}/cm \cdot J_{01,ob}^{1/2}$
Mittelzelle	$\eta_{mu} = 0,356 \pm 0,005$	$J_{02,mit} = (0,42 \pm 0,09) mA^{1/2}/cm \cdot J_{01,mit}^{1/2}$
Untierzelle	-	$J_{02,unt} = (0,23 \pm 0,08) mA^{1/2}/cm \cdot J_{01,unt}^{1/2}$

Tabelle 6.6: Zusammenfassung der Beziehung zwischen J_{01} und J_{02} aller drei Teilzellen sowie die Effizienzen der optischen Kopplungen.

6.5 Bestimmung aller J-U-Parameter

Nach der im vorherigen Abschnitt mittels optischer Kopplung und PL durchgeführten Reduktion der unbekannt Parameter des Ersatzschaltbildes der Dreifachsolarzelle, ist durch das feste Verhältnis für die beiden Sättigungssperrstromdichten jeder Teilzelle bildlich gesprochen die Steigung aller Teilzellkennlinien bestimmt. Ebenso ist die optische Kopplung quantitativ festgelegt. Keine Aussage kann jedoch bisher über die Teilzellspannungen getroffen werden, da bei einer gewöhnlichen Spannungsmessung immer die Summe aller drei Teilspannungen gemessen wird. Für die endgültige Bestimmung der J-U-Kennlinien ist somit noch ein Stromdichte-Spannungs-Paar für jede Teilzelle notwendig. Idealerweise bietet sich dabei die Leerlaufspannung an, da dadurch störende Effekte wie der Serienwiderstand keine Rolle spielen. In den folgenden Unterabschnitten werden die entsprechenden Messmethoden und Ergebnisse für die Unter-, Mittel- und Oberzelle dargestellt. Diese Reihenfolge ist aufgrund der optischen Kopplung zwingend erforderlich, wie sich zeigen wird.

6.5.1 Kapazität der Teilzellen

Jeder pn-Übergang hat aufgrund seiner Raumladungszone eine Kapazität, welche für die Messungen in den nachfolgenden Abschnitten ausgenutzt wird. Diese Kapazität c lässt sich über die Ausdehnung der Raumladungszone w aus Gleichung 2.5 folgendermaßen bestimmen [Sze81]:

$$c = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{w} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r e N_A N_D}{2(N_A + N_D) U_D}}. \quad (6.23)$$

Anhand typischer Dotierkonzentrationen für die untersuchten Dreifachsolarzellen nach Zimmermann [Zim06] und entsprechenden intrinsischen Dotierkonzentrationen n_i nach Kurtz *et al.* [Kur97], welche über Gleichung 2.6 in die Diffusionsspannung U_D

eingehen, lässt sich die Kapazität für jede einzelne Teilzelle abschätzen. Die entsprechenden Eingangsparameter und berechneten Kapazitäten sind für alle drei Teilzellen in Tabelle 6.7 zusammengefasst. Da insbesondere die Dotierkonzentrationen nicht

Parameter	Untierzelle	Mittelzelle	Oberzelle
ϵ_r (-)	16,2	12,9	11,8
N_A (1/cm ³)	$3,0 \cdot 10^{17}$	$8,0 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{17}$
N_D (1/cm ³)	$2,0 \cdot 10^{19}$	$1,0 \cdot 10^{18}$	$2,0 \cdot 10^{18}$
n_i (1/cm ³)	$2,3 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^3$
U_D (V)	0,60	1,32	1,75
c (nF/cm ²)	238	71	82

Tabelle 6.7: Parameter aus [Zim06] und [Kur97] für die Bestimmung von U_D nach Gleichung 2.6 und der Kapazität nach Gleichung 6.23 für alle Teilzellen bei 300 K und $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m.

exakt bekannt sind, ist darauf hinzuweisen, dass diese ermittelten Kapazitätswerte lediglich eine Abschätzung darstellen.

6.5.2 J-U-Kennlinie der Unterzelle

Da die Unterzelle optisch zu keiner weiteren Teilzelle gekoppelt ist, ist es theoretisch möglich die alleinige Leerlaufspannung für die Unterzelle zu messen, wenn lediglich diese beleuchtet wird. Dafür eignet sich der 975 nm Laser, dessen resultierende Photostromdichte bereits in Abschnitt 6.4.5 bestimmt wurde. Zusammen mit der Bedingung für die beiden Sättigungssperrstromdichten aus Tabelle 6.6 und Gleichung 2.13 ließen sich $J_{01,unt}$ und damit die gesamte J-U-Kennlinie der Unterzelle bestimmen. In der Praxis erfordert eine Spannungsmessung mittels Voltmeter jedoch immer einen gewissen, wenn auch kleinen, Stromfluss, da die Messgeräte keinen unendlich hohen Innenwiderstand besitzen. Dieser nötige Stromfluss ist allerdings nicht kontinuierlich möglich, da für die entsprechende Beleuchtungssituation die Mittel- und Oberzelle nicht angeregt sind und damit blockieren. Die Kapazität der Ober- und Mittelzelle kann jedoch ausgenutzt werden, um eine in Abschnitt 3.1.5 beschriebene zeitaufgelöste Messung der entsprechenden Unterzellenleerlaufspannung zu ermöglichen.

In Abbildung 6.15 ist eine mit 100 kHz gemessene Spannungskurve der Dreifachsolarzelle beim Einschalten des 975 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W gezeigt. Die Anstiegszeit des Lasers beträgt im entsprechenden Dauerstrichbetrieb etwa 93 μ s.

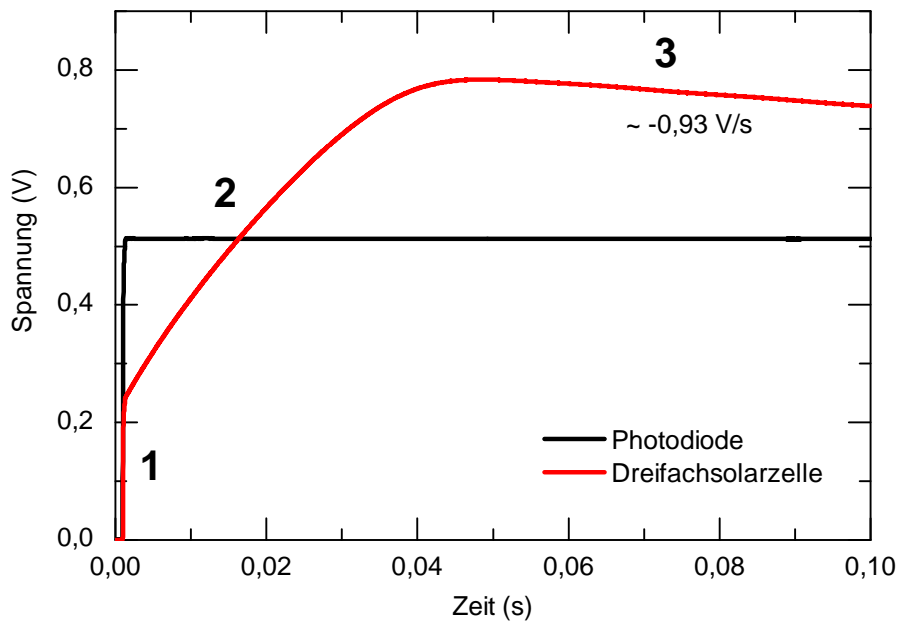


Abbildung 6.15: Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle in rot und einer Silizium-Photodiode in schwarz beim Einschalten des 975 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W.

Zusätzlich zur Spannungsmessung der Dreifachsolarzelle ist in Abbildung 6.15 in schwarz auch der entsprechende Spannungsverlauf einer Silizium-Photodiode gezeigt, welcher als Triggersignal verwendet wird.

Der Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle ist durch drei Einflussfaktoren bestimmt: Absorption der 975 nm Photonen in der Unterzelle, parasitäre Absorption der 975 nm Photonen in der Mittelzelle und das Aufladen der Oberzellenkapazität durch die Messung selbst. Alle drei Prozesse finden theoretisch im gesamten Messzeitintervall statt, dominieren den gemessenen Spannungsverlauf aber abhängig vom Zeitpunkt unterschiedlich stark. In der gemessenen Kurve in Abbildung 6.15 sind drei wesentliche Bereiche erkennbar, welche mit 1, 2 und 3 beziffert sind.

Der Abschnitt Nr. 1 ist durch einen nahezu senkrechten Anstieg gekennzeichnet, welcher dem Einschaltvorgang des Lasers entspricht. Die Laserleistung von 5 W führt nach Kapitel 6.4.5 zu einer Photostromdichte in der Unterzelle von $J_{\text{Ph,unt}}=22,9 \text{ mA/cm}^2$. Diese Photostromdichte muss beim Einschalten des Lasers die Kapazität der Unterzelle aufladen, um die Leerlaufspannung zu erreichen. Ganz allgemein gilt dabei für einen Kondensator:

$$c = \frac{J \cdot t}{U}. \quad (6.24)$$

Mit der Photostromdichte $J_{\text{Ph,unt}}$ und der Kapazität c_{unt} aus Tabelle 6.7 lässt sich damit die Zeit grob abschätzen, nach der die Unterzelle die 0,24 V erreicht hat, was dem Ende des nahezu senkrechten Anstiegs der Dreifachsolarzellenspannung in Abbildung 6.15 entspricht:

$$t_{U_{L,\text{unt}}} = \frac{238 \text{ nF/cm}^2 \cdot 0,24 \text{ V}}{22,9 \text{ mA/cm}^2} = 2,5 \text{ } \mu\text{s}. \quad (6.25)$$

Dabei ist zu erwähnen, dass die Kapazität aus Tabelle 6.7 theoretisch nur für eine externe Spannung von 0 V gilt, was nur bis zum Einschaltzeitpunkt des Lasers erfüllt ist. Für diese grobe Abschätzung ist die Vereinfachung mittels einer konstanten Kapazität aber ausreichend. Im Vergleich zur Anstiegszeit des Lasers von ca. 93 μs ist die abgeschätzte Zeit von 2,5 μs für den Aufbau der Unterzellenleerlaufspannung klein. Daher ist die Steigung des rapiden Anstiegs Nr. 1 im Wesentlichen vom Laserdiodentreiber, welcher den nötigen Strom in den Laser speist, bestimmt.

Nach diesem Anstieg bleibt in den Bereichen Nr. 2 und 3 aus Abbildung 6.15 die Laserleistung konstant, was am waagrechten Verlauf der Photodiodenspannung zu erkennen ist. Nichtsdestotrotz steigt die extern gemessene Spannung der Dreifachsolarzelle in Abschnitt Nr. 2 weiter an. Dies ist auf eine parasitäre Absorption der 975 nm Photonen in der Ga(In)As-Mittelzelle aufgrund von Verunreinigungen zurückzuführen [Stu62].

In Abbildung 6.16(a) ist in halb-logarithmischer Auftragung die J-U-Kennlinie einer Mittelkomponentenzelle unter Beleuchtung mit dem 975 nm Laser bei einer Leistung von 5 W gezeigt. Bei dieser J-U-Kennlinie, deren Messung erst nach dem Einschalten des Lasers begonnen wurde, zeigt sich, dass die Beleuchtung mit dem 975 nm Laser in der Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle eine Photostromdichte von etwa $J_{\text{Ph,mit}} = 1 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ generiert, was auch zu einer Leerlaufspannung von etwas über 0,5 V führt. In Abbildung 6.16(b) ist äquivalent zur entsprechenden Kurve der Dreifachsolarzelle in Abbildung 6.15 auch für diese Mittelkomponentenzelle der zeitliche Spannungsverlauf beim Einschalten des 975 nm Lasers dargestellt. Es zeigt sich ein verhältnismäßig langsamer Anstieg der Leerlaufspannung, welche selbst nach 0,1 s noch nicht den Wert von etwa 0,5 V aus der J-U-Kennlinie erreicht. Er ist vielmehr mit dem Abschnitt Nr. 2 der Dreifachsolarzellenkurve vergleichbar. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass einerseits die Photostromdichte von den Verunreinigungen abhängt, welche von Zelle zu Zelle variieren kann, und andererseits bei derart kleinen Photostromdichten Shunts einen großen Einfluss auf den Absolutwert der Leerlaufspannung haben. Dennoch bestätigt diese Verifikation mittels Mittelkomponentenzelle, dass der Verlaufsabschnitt Nr. 2 aus Abbildung 6.15 auf-

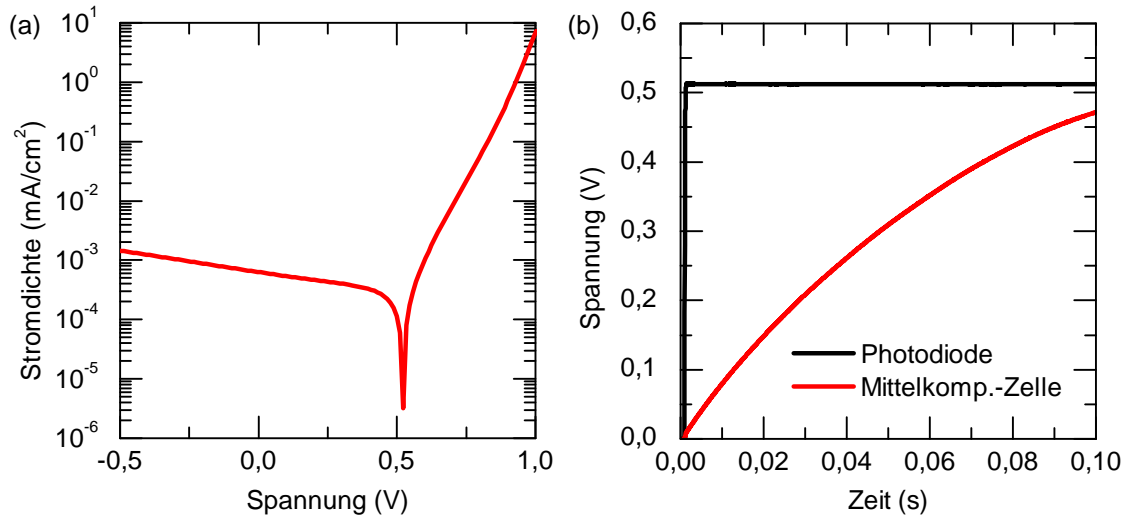


Abbildung 6.16: (a) *J-U-Kennlinien einer Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle unter Beleuchtung mit dem 975 nm Laser bei einer Leistung von 5 W.* (b) *Zeitlicher Spannungsverlauf der Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle in rot und der Photodiode in schwarz beim Einschalten des 975 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W.*

grund von parasitärer Absorption der 975 nm Photonen in der Ga(In)As-Mittelzelle zustande kommt. Mit der Photostromdichte $J_{\text{Ph,mit}}$, der Kapazität der Mittelzelle aus Tabelle 6.7 und der Zeit $t_{U_{L,\text{unt}}}$ aus Gleichung 6.25 nach der die Leerlaufspannung der Unterzelle aufgebaut ist, kann die zusätzliche Spannung der Mittelzelle zu diesem Zeitpunkt mit Hilfe von Gleichung 6.24 abgeschätzt werden:

$$U_{\text{mit}}(t_{U_{L,\text{unt}}}) = \frac{1 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot 2,5 \mu\text{s}}{71 \text{nF}/\text{cm}^2} = 0,04 \text{mV}. \quad (6.26)$$

Daher ist selbst nach der Anstiegszeit des Lasers von etwa 93 μs und damit am Übergang vom nahezu senkrechten Anstieg (1) auf den deutlich langsamer wachsenden Bereich (2), der Beitrag der Mittelzellenspannung zur gemessenen Gesamtspannung vernachlässigbar.

Nach etwa 0,05 s beginnt in Abbildung 6.15 eine mit Nr. 3 bezifferte annähernd linearere Abnahme der gemessenen Gesamtspannung. Dies ist auf das Aufladen der Oberzellenkapazität durch den Messstrom zurückzuführen. Das verwendete Messgerät, welches in Abschnitt 3.1.5 kurz vorgestellt wurde, hat einen Innenwiderstand von 1 M Ω , was beispielsweise zu einem Messstrom von etwa 0,8 μA beim Übergangspunkt von Abschnitt 2 zu 3 führt. Dieser benötigte Messstrom, der nach dem Ohm'schen Gesetz linear von der Größe der zu messenden Spannung abhängt, lädt die Kapazität der Oberzelle auf. Die sich dabei aufbauende Spannung in der Oberzelle ist der

Spannung von Unter- und Mittelzelle entgegengerichtet, weshalb die Gesamtspannung kontinuierlich abnimmt. Bei ähnlichen Kapazitätswerten für die Ober- und Mittelzelle dominiert aufgrund der größeren Photostromdichte in der Mittelzelle von $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ im Vergleich zur Messstromdichte von $0,8 \mu\text{A}/14,2 \text{cm}^2$ in der Oberzelle zu Beginn die Zunahme der Gesamtspannung wegen der parasitären Absorption gegenüber der Abnahme durch die Oberzellenaufladung. Mit Hilfe von Gleichung 6.24 und der Kapazität der Oberzelle aus Tabelle 6.7 kann der entsprechende Aufbau der Oberzellenspannung für einen Messstrom von $0,8 \mu\text{A}$ bei der Zellfläche von $14,2 \text{cm}^2$ abgeschätzt werden:

$$\frac{U_{ob}}{t} = \frac{0,8 \mu\text{A}}{14,2 \text{cm}^2 \cdot 82 \text{nF}/\text{cm}^2} = 0,69 \text{V/s}. \quad (6.27)$$

Dies ist trotz der zahlreichen Abschätzungen in guter Übereinstimmung mit der gemessenen Abnahme der Dreifachzellengesamtspannung von $-0,93 \text{V/s}$ in Abbildung 6.15 Abschnitt 3. Für die Messung der Unterzellenleerlaufspannung mit etwa $0,24 \text{V}$, welche nach Gleichung 6.25 bereits nach $2,5 \mu\text{s}$ erreicht ist, lässt sich äquivalent zu Gleichung 6.27 die Spannung der Oberzelle berechnen:

$$U_{ob}(t_{U_{L,unt}}) = \frac{0,24 \text{V} \cdot 2,5 \mu\text{s}}{1 \text{M}\Omega \cdot 14,2 \text{cm}^2 \cdot 82 \text{nF}/\text{cm}^2} = 0,5 \mu\text{V}. \quad (6.28)$$

Aufgrund dieser sehr kleinen Spannung von lediglich $0,5 \mu\text{V}$ ist zu Beginn der zeitaufgelösten Spannungsmessung in Abbildung 6.15 die Aufladung der Oberzellenkapazität ohne weiteres vernachlässigbar.

Zusammenfassend kann für die Auswertung der Spannungsmesskurve der Dreifach-solarzelle bei Beleuchtung mit dem 975nm Laser aus Abbildung 6.15 festgehalten werden, dass die störenden Einflüsse auf die Bestimmung der Unterzellenleerlaufspannung, wie die parasitäre Absorption in der Mittelzelle und die Aufladung der Oberzellenkapazität, unmittelbar nach dem nahezu senkrechten Anstieg im Rahmen der Messgenauigkeit keine Rolle spielen. Vielmehr ist eine möglichst kurze Anstiegszeit des Lasers vorteilhaft.

Durch einen gepulsten Laserbetrieb lässt sich diese Anstiegszeit auf etwa $30 \mu\text{s}$ verkürzen. Dementsprechend ist in Abbildung 6.17 der mit 500kHz gemessene Spannungsverlauf der Dreifach-solarzelle während eines $0,5 \text{ms}$ Pulses mit dem 975nm Laser für verschiedene Leistungen aufgetragen. Dabei handelt es sich jeweils um den ersten Puls nach dem Einschalten, da nachfolgende Pulse noch Aufladungserscheinungen, insbesondere durch die parasitäre Absorption in der Mittelzelle, zeigen. Bei niedrigen Laserleistungen wirkt sich die parasitäre Absorption in der Mittelzelle nicht messbar

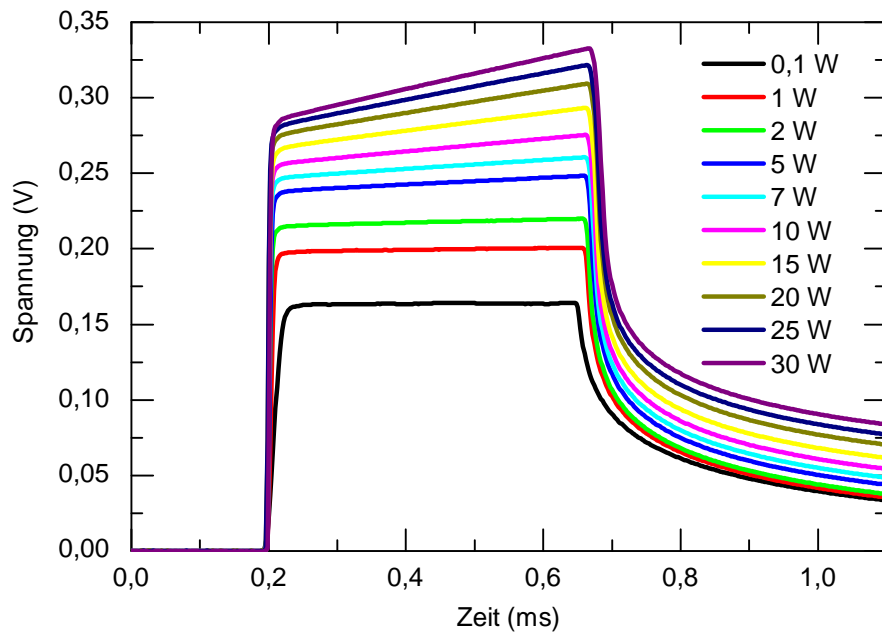


Abbildung 6.17: Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle während eines 0,5 ms Pulses mit dem 975 nm Laser für verschiedene Leistungen.

auf die Spannungskurve aus. Zu großen Leistungen hin, ist deren Einfluss um so stärker, was an dem linearen Anstieg während des Plateaus zu erkennen ist. Die Auswirkung der sich aufladenden Oberzellenkapazität ist innerhalb des nur 0,5 ms langen Pulses nicht sichtbar. Der relativ starke Abfall der Spannung ist ausschließlich auf das Ausschalten des Lasers zurückzuführen. Die Laserleistungen können entsprechend Abschnitt 6.4.5 in Photostromdichten in der Unterzelle umgerechnet werden. Dabei ist anzumerken, dass die Leistungswerte in der Legende von Abbildung 6.17 den Werten am Laserdisplay entsprechen und diese aufgrund optischer Verhältnisse im Messaufbau nicht exakt proportional zur wirklich auf die Zelle treffenden Intensität sind. In den skalierten Photostromdichten ist dies jedoch berücksichtigt. Außerdem wurde anhand einer Unterkomponentenzelle experimentell verifiziert, dass die Laserleistung im Dauerstrich- und Pulsbetrieb identisch ist. Tabelle 6.8 fasst die Laserleistungen mit den dazu korrespondierenden Photostromdichten $J_{\text{Ph,unt}}$ in der Unterzelle, die am Anfang des Plateaus von Abbildung 6.17 abgelesenen Unterzellenleerlaufspannungen $U_{\text{L,unt}}$ sowie die über Gleichung 2.13 mit der Bedingung aus Tabelle 6.6 bestimmten Sättigungssperrstromdichten der Unterzelle $J_{01,\text{unt}}$ und $J_{02,\text{unt}}$ zusammen. Die errechneten Sättigungssperrstromdichten variieren für die verschiedenen Beleuchtungsintensitäten nur geringfügig. Im Mittelwert ergibt sich $J_{01,\text{unt}}=2,1 \cdot 10^{-3} \text{ mA/cm}^2$ und $J_{02,\text{unt}}=1,1 \cdot 10^{-2} \text{ mA/cm}^2$.

$P_{975\text{ nm}}$ (W)	$J_{\text{Ph,unt}}$ (mA/cm ²)	$U_{\text{L,unt}}$ (V)	$J_{01,\text{unt}}$ (mA/cm ²)	$J_{02,\text{unt}}$ (mA/cm ²)
0,1	1,2	0,163	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
1	5,1	0,198	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
2	9,8	0,215	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
5	23,3	0,238	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
7	31,9	0,247	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
10	45,5	0,256	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
15	68,1	0,266	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
20	90,5	0,275	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
25	112,5	0,286	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
30	134,5	0,287	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
Mittelwert:			$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 6.8: Sättigungssperrstromdichten $J_{01,\text{unt}}$ und $J_{02,\text{unt}}$ der Unterzelle ermittelt für alle Spannungskurven aus Abbildung 6.17 zusammen mit den eingehenden Photoströmdichten $J_{\text{Ph,unt}}$ und Leerlaufspannungen $U_{\text{L,unt}}$.

In Abbildung 6.18 ist die entsprechend simulierte Dunkelkennlinie der Unterteilzelle nach Gleichung 2.13 mit $J_{\text{Ph}}=0$ linear und halb-logarithmisch dargestellt. Zusätzlich sind basierend auf dem Superpositionsprinzip die Wertepaare $(U_{\text{L,unt}}, J_{\text{Ph,unt}})$ aus Tabelle 6.8 mit aufgetragen. In der halb-logarithmischen Darstellung ist außerdem

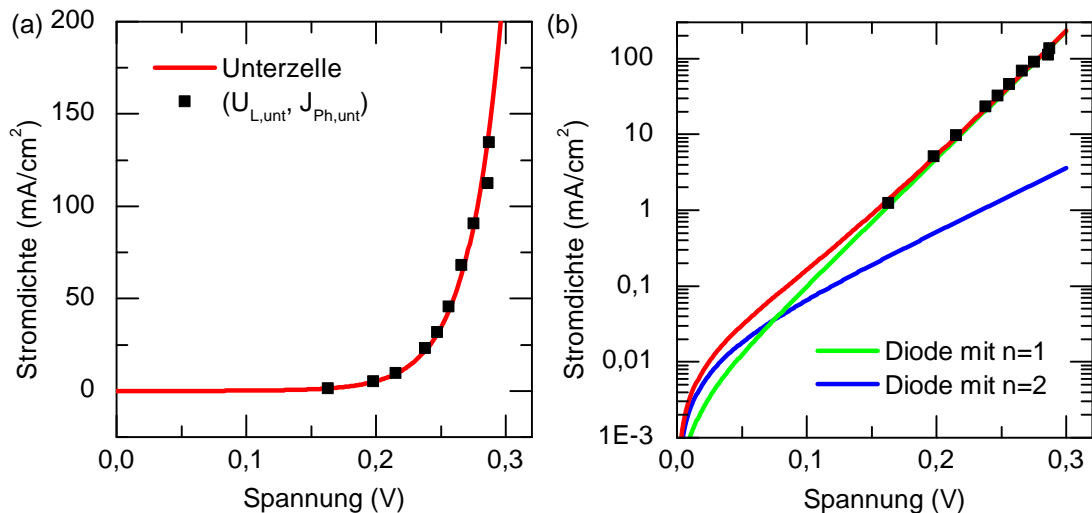


Abbildung 6.18: Über PL und gepulste Spannungsmessung bestimmte Dunkelkennlinie der Unterzelle in linearer (a) und halb-logarithmischer (b) Darstellung zusammen mit den $(U_{\text{L,unt}}, J_{\text{Ph,unt}})$ -Wertepaaren aus Tabelle 6.8.

die J-U-Kennlinie der beiden Dioden mit $J_{01,\text{unt}}$ und $J_{02,\text{unt}}$ gezeigt. Anhand des Schnittpunktes bei etwa 0,07 V lässt sich ablesen, dass ab dieser Spannung die Diode

mit $n=1$ dominiert und insbesondere bei den experimentell zugänglichen Messpunkten die Diode mit $n=2$ nahezu keine Rolle mehr spielt. Die Unterzelle zeigt damit insgesamt ein sehr ideales Verhalten.

6.5.3 J-U-Kennlinie der Mittelzelle

Äquivalent zur Unterzelle ist auch für die Mittelzelle ein Stromdichte-Spannungs-Paar notwendig, um die endgültigen Sättigungssperrstromdichten $J_{01,mit}$ und $J_{02,mit}$ zu bestimmen. Im Gegensatz zur Unterzelle ist es jedoch prinzipiell nicht möglich die alleinige Leerlaufspannung der Mittelzelle zu messen, da bei einer Vorwärtsspannung immer automatisch die optische Kopplung zur Unterzelle auftritt und somit auch in der Unterzelle eine Leerlaufspannung generiert wird. Selbst für eine externe Beleuchtung, welche ausschließlich in der Mittelzelle absorbiert wird, wie dies für den 803 nm Laser der Fall ist, kann somit an den externen Kontakten der Dreifachsolarzelle nur die Summe aus den Leerlaufspannungen der Mittel- und Unterzelle gemessen werden. Da die J-U-Parameter der Unterzelle im vorherigen Abschnitt aber schon bestimmt wurden, lässt sich ein Gleichungssystem mit vier Gleichungen und nur noch vier Unbekannten aufstellen:

$$J_{02,mit} = \beta_{mu} \left(\frac{J_{01,mit}}{\alpha_{mu} - 1} \right)^{1/2} \quad (6.29a)$$

$$U_{L,mu} = U_{L,mit} + U_{L,unt} \quad (6.29b)$$

$$J_{Ph,mit} = J_{01,mit} \cdot e^{\frac{eU_{L,mit}}{kT}} + J_{02,mit} \cdot e^{\frac{eU_{L,mit}}{2kT}} \quad (6.29c)$$

$$\eta_{mu} \cdot J_{01,mit} \cdot e^{\frac{eU_{L,mit}}{kT}} = J_{01,unt} \cdot e^{\frac{eU_{L,unt}}{kT}} + J_{02,unt} \cdot e^{\frac{eU_{L,unt}}{2kT}}. \quad (6.29d)$$

Gleichung 6.29a entspricht Gleichung 6.19 für die Mittelzelle, wobei die Parameter β_{mu} und α_{mu} über optische Kopplung in Abschnitt 6.4.3 bereits bestimmt und in Tabelle 6.2 angegeben sind. Gleichung 6.29b berücksichtigt die bereits erwähnte Tatsache, dass selbst bei reiner Mittelzellenbeleuchtung aufgrund von optischer Kopplung lediglich die Summe $U_{L,mu}$ der Leerlaufspannungen $U_{L,mit}$ und $U_{L,unt}$ der Mittel- und Unterzelle gemessen werden kann. Schließlich bilden die Gleichungen 6.29c und 6.29d das zu Grunde gelegte Zweidiodenmodell für die Mittel- und Unterzelle unter Leerlaufbedingungen ab. Die Photostromdichte $J_{Ph,mit}$ in der Mittelzelle ist dabei ausschließlich über die Intensität des 803 nm Lasers festgelegt und in Abschnitt 6.4.3 bereits bestimmt. Die aus optischer Kopplung resultierende Photostromdichte in der Unterzelle ist nach Gleichung 6.5 über die Effizienz der optischen Kopplung

aus Tabelle 6.2 sowie die Stromdichte in der Mittelzellendiode mit $J_{01,mit}$ und $n=1$ bestimmt. Somit können die vier Unbekannten $J_{01,mit}$, $J_{02,mit}$, $U_{L,mit}$ und $U_{L,unt}$ eindeutig berechnet werden, wenn bei einer Beleuchtung mit dem 803 nm Laser die entsprechende Photostromdichte $J_{Ph,mit}$ bekannt ist und die Gesamtleerlaufspannung $U_{L,mu}$ gemessen werden kann.

Ebenso wie für die alleinige Leerlaufspannung der Unterzelle ist auch die Leerlaufspannung $U_{L,mu}$ nicht kontinuierlich messbar, da der nötige Messstrom nicht dauerhaft fließen kann, wenn die Oberzelle nicht auch beleuchtet ist. Allerdings ermöglicht die Kapazität der Oberzelle wieder eine kurzzeitige Messung. Vergleichbar zu Abbildung 6.15 ist in Abbildung 6.19 der zeitliche Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle beim Einschalten des 803 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W gezeigt. Die Anstiegszeit

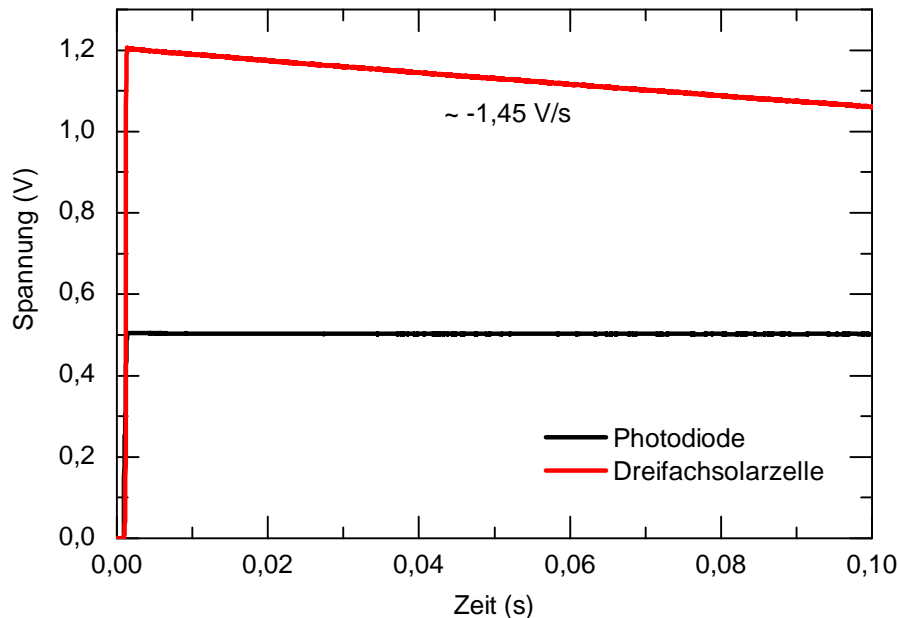


Abbildung 6.19: Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle in rot und der Silizium-Photodiode in schwarz beim Einschalten des 803 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W.

des Lasers beträgt dabei etwa 144 μ s. Qualitativ sind im Spannungsverlauf der nahezu senkrechte Anstieg beim Einschalten und die anschließende annähernd lineare Abnahme aufgrund des Aufladens der Oberzellenkapazität erkennbar. Die Leistung von 5 W entspricht nach Abschnitt 6.4.3 einer Photostromdichte von $J_{Ph,mit}=14,8$ mA/cm². Zur Berechnung der ungefähr notwendigen Zeit, die zum Aufladen der Kapazität der Mittelzelle benötigt wird, muss der Anteil der Mittelzelleerlaufspannung von der Gesamtspannung mit etwa 1,2 V abgeschätzt werden. Da Abbildung 6.10 bereits

auf ein relativ ideales Verhalten der Mittelzelle hindeutet, kann die durch optische Kopplung in der Unterzelle erzeugte Photostromdichte in einer ersten Näherung mit $\eta_{\text{mu}} \cdot J_{\text{Ph,mit}} = 5,3 \text{ mA/cm}^2$ angenommen werden. Mit den Werten aus Tabelle 6.8 kann damit die durch optische Kopplung verursachte Leerlaufspannung in der Unterzelle mit $0,2 \text{ V}$ abgeschätzt werden, womit die Leerlaufspannung der Mittelzelle etwa $1,0 \text{ V}$ beträgt. Analog zu Gleichung 6.25 kann damit die Zeit zum Aufladen der Mittel- und Unterzellenkapazität aus Tabelle 6.7 berechnet werden:

$$t_{U_{L,\text{mit}}} = \frac{71 \text{ nF/cm}^2 \cdot 1,0 \text{ V}}{14,8 \text{ mA/cm}^2} = 4,8 \text{ }\mu\text{s} \quad (6.30a)$$

$$t_{U_{L,\text{unt}}} = \frac{238 \text{ nF/cm}^2 \cdot 0,2 \text{ V}}{5,3 \text{ mA/cm}^2} = 9,0 \text{ }\mu\text{s} \quad (6.30b)$$

Damit ist wiederum die Anstiegszeit des Lasers mit $144 \text{ }\mu\text{s}$ deutlich länger als der Aufbau der zu messenden Leerlaufspannung.

Im Vergleich zur Spannungskurve beim Einschalten des 975 nm Lasers in Abbildung 6.15 ist der lineare Abfall aufgrund der sich aufladenden Kapazität der Oberzelle für den 803 nm Laser in Abbildung 6.19 mit $-1,45 \text{ V/s}$ größer als die vorherigen $-0,93 \text{ V/s}$. Dies liegt an der insgesamt höheren Spannung und dem damit verbundenen größeren Messstrom. Das Verhältnis dieser beiden Steigungen entspricht demzufolge genau dem Verhältnis der gemessenen Spannungen von $1,2 \text{ V}$ für den 803 nm Laser und etwa $0,8 \text{ V}$ für den 975 nm Laser. Analog zu Gleichung 6.28 lässt sich auch die Spannung der Oberzelle, welche die gewünschte Messspannung reduziert, nach der in Gleichung 6.30b bestimmten Zeit zum Aufbau der Leerlaufspannung berechnen:

$$U_{\text{ob}}(t_{U_{L,\text{unt}}}) = \frac{1,2 \text{ V} \cdot 9,0 \text{ }\mu\text{s}}{1 \text{ M}\Omega \cdot 14,2 \text{ cm}^2 \cdot 82 \text{ nF/cm}^2} = 9,3 \text{ }\mu\text{V} \quad (6.31)$$

Dies ist im Rahmen der Messgenauigkeit eine zu vernachlässigende Unsicherheit im gemessenen Spannungswert für $U_{L,\text{mu}}$. Damit ist wie für die Messung der Unterzellen-leerlaufspannung auch für diese Messung die Anstiegszeit des Lasers die wichtigste Einflussgröße.

In Abbildung 6.20 ist demzufolge der zeitlich gemessene Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle für einen gepulsten 803 nm Laserbetrieb mit verschiedenen Leistungen gezeigt. Die gepulste Betriebsart verkürzt die Anstiegszeit des Lasers wiederum auf etwa $30 \text{ }\mu\text{s}$. Außerdem ist jeweils die Messkurve während des ersten Pulses gezeigt, um Aufladeeffekte zu vermeiden. Zur besseren Unterscheidung der Plateauspannungen ist der Spannungspuls nicht von 0 V an dargestellt. Auf dieser kurzen Zeitskala während der $0,5 \text{ ms}$ Pulse ist außerdem die Abnahme der Spannung aufgrund der sich

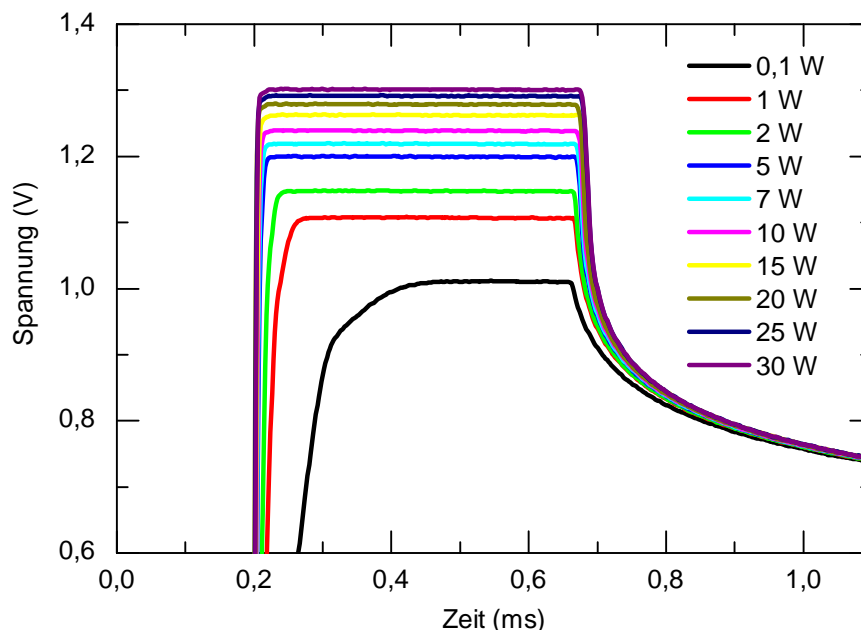


Abbildung 6.20: Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle während eines 0,5 ms Pulses mit dem 803 nm Laser für verschiedene Leistungen.

aufladenden Oberzellenkapazität gar nicht sichtbar. Vielmehr ist insbesondere bei der kleinstmöglichen Leistung von 0,1 W erkennbar, dass es verhältnismäßig lange dauert, bis sich die endgültige Leerlaufspannung ausgebildet hat. Die geringe Photostromdichte in der Mittelzelle, aber insbesondere auch die noch kleinere optische Kopplungsstromdichte gepaart mit der relativ großen Kapazität in der Unterzelle, sind die Ursache dafür. Für noch kleinere Leistungen, welche im vorhandenen Aufbau nicht realisierbar sind, oder eine deutlich geringere optische Kopplung ist dieses Messprinzip irgendwann nicht mehr möglich, da sich dann die ungewünschte Aufladung der Oberzelle in der selben Zeitskala abspielt wie der Aufbau der Unterzellenleerlaufspannung. Bei einer angenommen maximal akzeptablen Aufladung der Oberzelle von 1 mV ergibt sich mit der Steigung von $-1,45 \text{ V/s}$ aus Abbildung 6.19 eine höchstmögliche Messdauer von

$$t_{max} = \frac{1 \text{ mV}}{1,45 \text{ V/s}} = 0,69 \text{ ms.} \quad (6.32)$$

Entsprechend Gleichung 6.30b ist bei einer abgeschätzten Leerlaufspannung der Unterzelle von 0,1 V folgende Mindestphotostromdichte durch optische Kopplung in

die Unterzelle notwendig:

$$J_{Ph,unt,min} = \frac{238 \text{ nF/cm}^2 \cdot 0,1 \text{ V}}{0,69 \text{ ms}} = 34,5 \text{ }\mu\text{A/cm}^2. \quad (6.33)$$

Wird weiterhin angenommen, dass die experimentell kleinstmögliche Photostromdichte in der Mittelzelle bei 0,1 W mit 0,5 mA/cm² ausschließlich durch die Diode mit Idealitätsfaktor n=1 fließt, ergibt sich ein Minimum an optischer Kopplung von

$$\eta_{mu,min} = \frac{34,5 \text{ }\mu\text{A/cm}^2}{0,5 \text{ mA/cm}^2} = 0,069. \quad (6.34)$$

Beispielsweise bei bestrahlten Solarzellen kann dieses Minimum unterschritten werden. In diesem Fall muss entweder auf die Messung bei kleinen Leistungen verzichtet werden, oder es sind größere Messunsicherheiten zu akzeptieren.

Für die verwendete Solarzelle ist die Effizienz der optischen Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle aber deutlich größer und die gesuchten Spannungswerte $U_{L,mu}$ werden für die gezeigten Messungen letztendlich wieder am Beginn des Plateaus, was in diesem Fall dem Maximum entspricht, abgelesen.

Tabelle 6.9 fasst für die verschiedenen Pulsleistungen die entsprechenden Photostromdichten $J_{Ph,mit}$ in der Mittelzelle nach Abschnitt 6.4.3, die gemessene Spannung $U_{L,mu}$ sowie die nach dem Gleichungssystem 6.29 daraus berechneten Werte für $U_{L,mit}$, $U_{L,unt}$, $J_{01,mit}$ und $J_{02,mit}$ zusammen. Im Vergleich zur Unterzelle streuen die Sättigungssperrstromdichten $J_{01,mit}$ und $J_{02,mit}$ der Mittelzelle für die verschiedenen Laserleistungen etwas stärker, was daran liegt, dass mehr Parameter und damit mehr Unsicherheiten, z.B. die optische Kopplung, in deren Bestimmung einfließen. Insbesondere bei der kleinen Laserleistung liegt auch eine relativ große Ungenauigkeit in der erzeugten Photostromdichte, da in diesem Leistungsbereich der Laser laut Herstellerangaben eher einer LED entspricht und die Monitordiode zur Regelung der Leistung nur ein stark verrauschtes Signal hat. Aufgrund dessen ist zur Berechnung der Mittelwerte $J_{01,mit}=1,9 \cdot 10^{-16}$ mA/cm² und $J_{02,mit}=5,8 \cdot 10^{-9}$ mA/cm² in Tabelle 6.9 die erste Zeile nicht berücksichtigt.

Die aus den gemittelten Sättigungssperrstromdichten $J_{01,mit}$ und $J_{02,mit}$ simulierte Dunkelkennlinie der Mittelzelle ist in Abbildung 6.21 in linearer und logarithmischer Darstellung gezeigt. Zusätzlich sind die $(U_{L,mit}, J_{Ph,mit})$ -Wertepaare aus Tabelle 6.9 aufgetragen. Wie für die Unterzelle im vorherigen Abschnitt, sind in der logarithmischen Darstellung auch die Stromdichten der beiden Einzeldioden eingetragen. Anhand des Schnittpunktes derer beiden J-U-Kennlinien bei etwa 0,9 V sind die

$P_{803\text{ nm}}$ (W)	$J_{\text{Ph,mit}}$ (mA/cm ²)	$U_{\text{L,mu}}$ (V)	$U_{\text{L,mit}}$ (V)	$U_{\text{L,unt}}$ (V)	$J_{01,\text{mit}}$ (mA/cm ²)	$J_{02,\text{mit}}$ (mA/cm ²)
0,1	0,5	1,011	0,931	0,080	$6,0 \cdot 10^{-17}$	$3,3 \cdot 10^{-9}$
1	2,5	1,107	0,963	0,144	$1,3 \cdot 10^{-16}$	$4,8 \cdot 10^{-9}$
2	5,6	1,147	0,978	0,169	$1,7 \cdot 10^{-16}$	$5,5 \cdot 10^{-9}$
5	14,8	1,199	1,001	0,198	$2,0 \cdot 10^{-16}$	$6,0 \cdot 10^{-9}$
7	21,2	1,218	1,010	0,208	$2,1 \cdot 10^{-16}$	$6,1 \cdot 10^{-9}$
10	30,3	1,239	1,019	0,218	$2,1 \cdot 10^{-16}$	$6,1 \cdot 10^{-9}$
15	46,5	1,263	1,032	0,230	$2,0 \cdot 10^{-16}$	$6,0 \cdot 10^{-9}$
20	63,0	1,280	1,042	0,239	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-9}$
25	79,4	1,292	1,048	0,245	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-9}$
30	95,8	1,302	1,053	0,250	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-9}$
Mittelwert:					$1,9 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 6.9: Sättigungssperrstromdichten $J_{01,\text{mit}}$ und $J_{02,\text{mit}}$ der Mittelzelle sowie die Teilzelleerlaufspannungen $U_{\text{L,mit}}$ und $U_{\text{L,unt}}$ ermittelt für alle Spannungskurven aus Abbildung 6.20 zusammen mit den eingehenden Photostromdichten $J_{\text{Ph,mit}}$ und Leerlaufspannungen $U_{\text{L,mu}}$ nach Gleichung 6.29.

Messpunkte wiederum ausschließlich im idealen $n=1$ dominierten Bereich, was zu der größeren Unsicherheit für die Diode mit $n=2$ führt.

6.5.4 J-U-Kennlinie der Oberzelle

Nachdem nun alle J-U-Parameter der Unter- und Mittelteilzelle bekannt sind, verbleibt nur noch eine Unbekannte für die Oberzelle, um das Ersatzschaltbild der Dreifachsolarzelle nach Abbildung 5.1 vollständig festzulegen. Zur Gewinnung eines Stromdichte-Spannungs-Paares für die Oberzelle ist aufgrund der bereits bestimmten Parameter für die beiden anderen Teilzellen keine gepulste Messung mehr nötig. Durch eine Beleuchtung der Oberzelle ist aufgrund der zweifachen optischen Kopplung, wie dies an der blauen Kurve in Abbildung 6.2 zu sehen ist, sowieso in allen drei Teilzellen ein Photostrom präsent, sodass der für die Spannungsmessung notwendige Strom stets fließen kann. Bei reiner Oberzellenbeleuchtung ist über die doppelte optische Kopplung und den damit verbundenen geringen Photostromdichten allerdings eine größere Unsicherheit inbegriffen, weshalb es sich mehr anbietet, dass alle drei Teilzellen beleuchtet werden und dabei eine Oberzellenlimitierung vorherrscht. Diese Situation ist beispielsweise in den J-U-Kennlinien in Abbildung 6.5(a) gegeben. Im Leerlauf kann diese Beleuchtungssituation durch folgendes Gleichungssystem mit fünf Gleichungen und den fünf Unbekannten $J_{01,\text{ob}}$, $J_{02,\text{ob}}$, $U_{\text{L,ob}}$, $U_{\text{L,mit}}$ und $U_{\text{L,unt}}$

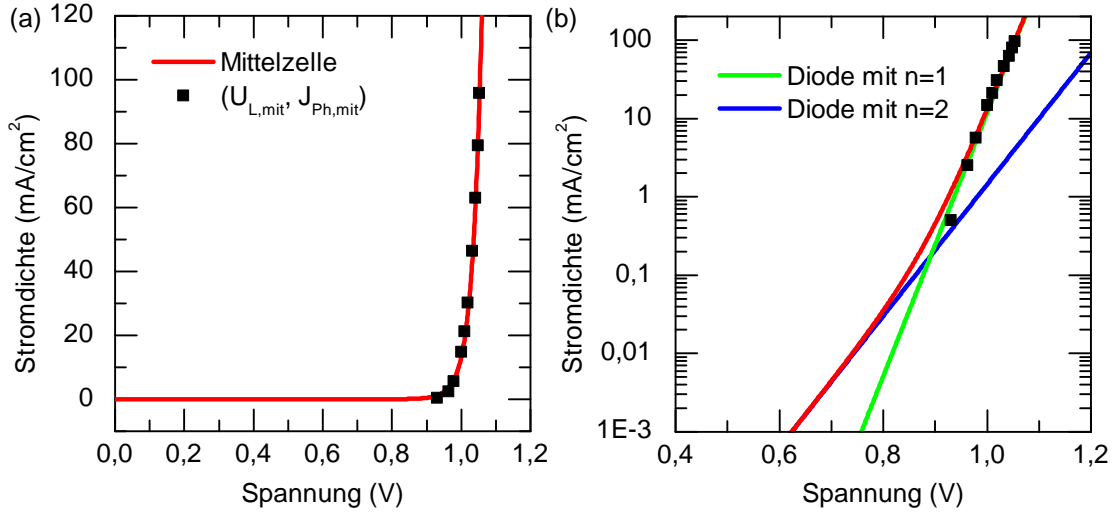


Abbildung 6.21: Über optische Kopplung und gepulste Spannungsmessung bestimmte Dunkelkennlinie der Mittelzelle in linearer (a) und halb-logarithmischer (b) Darstellung zusammen mit den $(U_{L,mit}, J_{Ph,mit})$ -Wertepaaren aus Tabelle 6.9.

beschrieben werden:

$$J_{02,ob} = \beta_{om} \left(\frac{J_{01,ob}}{\alpha_{om} - 1} \right)^{1/2} \quad (6.35a)$$

$$U_L = U_{L,ob} + U_{L,mit} + U_{L,unt} \quad (6.35b)$$

$$J_{Ph,ob} = J_{01,ob} \cdot e^{\frac{eU_{L,ob}}{kT}} + J_{02,ob} \cdot e^{\frac{eU_{L,ob}}{2kT}} \quad (6.35c)$$

$$J_{Ph,mit} + \eta_{om} \cdot J_{01,ob} \cdot e^{\frac{eU_{L,ob}}{kT}} = J_{01,mit} \cdot e^{\frac{eU_{L,mit}}{kT}} + J_{02,mit} \cdot e^{\frac{eU_{L,mit}}{2kT}} \quad (6.35d)$$

$$J_{Ph,unt} + \eta_{mu} \cdot J_{01,mit} \cdot e^{\frac{eU_{L,mit}}{kT}} = J_{01,unt} \cdot e^{\frac{eU_{L,unt}}{kT}} + J_{02,unt} \cdot e^{\frac{eU_{L,unt}}{2kT}}. \quad (6.35e)$$

Gleichung 6.35a beschreibt den über optische Kopplung bestimmten Zusammenhang der beiden Oberzellensättigungssperrstromdichten $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$ aus Gleichung 6.19 mit den Werten aus Tabelle 6.1. Gleichung 6.35b trägt der Tatsache Rechnung, dass die gemessene Leerlaufspannung U_L der Dreifachsolarzelle der Summe der drei Teilzelleerlaufspannungen $U_{L,ob}$, $U_{L,mit}$ und $U_{L,unt}$ entspricht. Des weiteren beschreiben die Gleichungen 6.35c - 6.35e das Zweidiodenmodell für die jeweilige Teilzelle mit der entsprechenden Photostromdichte $J_{Ph,ob}$, $J_{Ph,mit}$ und $J_{Ph,unt}$ hervorgerufen durch die externe Beleuchtung. Für die Mittel- und Unterzelle kommt zusätzlich noch die optische Kopplungsstromdichte nach Gleichung 6.5 dazu.

In Tabelle 6.10 sind die Photostromdichten der Oberzelle sowie die sich einstellende Leerlaufspannung der Dreifachsolarzelle für alle J-U-Kennlinien aus Abbildung 6.5(a) aufgelistet. Ebenso sind die über das Gleichungssystem 6.35 berechneten Werte für

die Teilzelleerlaufspannungen sowie die Sättigungssperrstromdichten der Oberzelle zusammengefasst. Anhand der Teilzelleerlaufspannungen der Mittel- und Unterzelle

$J_{Ph,ob}$ (mA/cm ²)	U_L (V)	$U_{L,ob}$ (V)	$U_{L,mit}$ (V)	$U_{L,unt}$ (V)	$J_{01,ob}$ (mA/cm ²)	$J_{02,ob}$ (mA/cm ²)
2,1	2,643	1,357	1,022	0,264	$1,5 \cdot 10^{-23}$	$4,7 \cdot 10^{-12}$
2,8	2,653	1,367	1,022	0,264	$1,5 \cdot 10^{-23}$	$4,7 \cdot 10^{-12}$
5,8	2,682	1,397	1,022	0,264	$1,2 \cdot 10^{-23}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$
9,4	2,700	1,412	1,022	0,264	$1,2 \cdot 10^{-23}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$
13,0	2,710	1,422	1,023	0,265	$1,2 \cdot 10^{-23}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$
16,1	2,719	1,431	1,023	0,265	$1,1 \cdot 10^{-23}$	$4,0 \cdot 10^{-12}$
19,2	2,723	1,436	1,023	0,265	$1,1 \cdot 10^{-23}$	$4,0 \cdot 10^{-12}$
Mittelwert:					$1,3 \cdot 10^{-23}$	$4,3 \cdot 10^{-12}$

Tabelle 6.10: Sättigungssperrstromdichten $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$ der Oberzelle sowie die Teilzelleerlaufspannungen $U_{L,ob}$, $U_{L,mit}$ und $U_{L,unt}$ ermittelt für alle Leerlaufspannungen U_L aus Abbildung 6.5(a) zusammen mit der variablen Photostromdichte $J_{Ph,ob}$. Die extern generierten Photostromdichten in der Mittel- und Unterzelle sind dabei mit $J_{Ph,mit}=30,3 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{Ph,unt}=45,5 \text{ mA/cm}^2$ konstant.

ist ersichtlich, dass sich die optische Kopplung aufgrund der verhältnismäßig starken externen Beleuchtung nicht stark auswirkt. Erst ab der Photostromdichte von $J_{Ph,ob}=13,0 \text{ mA/cm}^2$ steigt diese um 1 mV an. Aufgrund dieses geringen Einflusses der optischen Kopplung für diese Beleuchtungssituationen geht deren Unsicherheit nicht stark in die Berechnung der Sättigungssperrstromdichten ein, welche daher für die verschiedenen Beleuchtungsintensitäten nicht großartig variieren. Im Mittelwert ergibt sich letztendlich $J_{01,ob}=1,3 \cdot 10^{-23} \text{ mA/cm}^2$ und $J_{02,ob}=4,3 \cdot 10^{-12} \text{ mA/cm}^2$.

Abbildung 6.22 zeigt in linearer und halb-logarithmischer Darstellung die aus den gemittelten Sättigungssperrstromdichten simulierte Dunkelkennlinie der Oberteilzelle inklusive der zwei Einzeldiodenkennlinien. Erneut sind auch die $(U_{L,ob}, J_{Ph,ob})$ -Wertepaare aus Tabelle 6.10 mit dargestellt, welche ausgezeichnet mit der Dunkelkennlinie übereinstimmen. Im Gegensatz zur Unter- und Mittelzelle gibt es für die Oberzelle trotz der größeren Minimalphotostromdichte auch Messpunkte im $n=2$ dominierten Kennlinienbereich, was in einem insgesamt weniger idealen Verhalten begründet ist. Dies ist auch die Ursache dafür, dass der Zusammenhang zwischen den beiden Sättigungssperrstromdichten in Tabelle 6.6 für die Oberzelle mit der geringsten Unsicherheit behaftet ist.

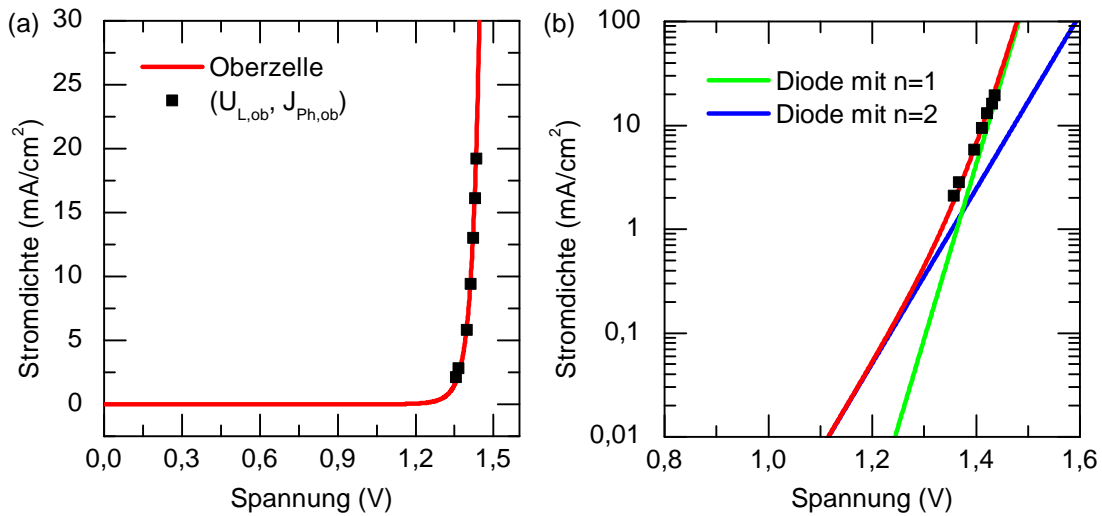


Abbildung 6.22: Über optische Kopplung und Leerlaufspannungsmessung bestimmte Dunkelkennlinie der Oberzelle in linearer (a) und halb-logarithmischer (b) Darstellung zusammen mit den $(U_{L,ob}, J_{Ph,ob})$ -Wertepaaren aus Tabelle 6.10.

6.6 Gepulste Suns-Voc Methode

Ein großer Vorteil der in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Methode zur Bestimmung der Teilzellkennlinien besteht darin, dass sie auch für Zellen mit Shunts anwendbar ist. Dies liegt einerseits daran, dass sowohl die Photo- als auch optischen Kopplungsstromdichten nicht im Kurzschluss der Dreifachzelle, sondern am spannungslosen Punkt der limitierenden Teilzelle bestimmt werden. Andererseits können starke Shunts dazu führen, dass die gepulsten Leerlaufspannungsmessungen insbesondere bei kleinen Intensitäten nicht funktionieren, wenn sich die Entladung der Teilzelle über den Shunt im selben Zeitrahmen abspielt wie die Aufladung durch die Beleuchtung. Da zur Bestimmung der J-U-Parameter aber auch schon eine funktionierende gepulste Leerlaufspannungsmessung je Teilzelle ausreicht, kann eine genügend hohe Intensität gewählt werden.

Die beschriebene Zelle zeigt hingegen ein nahezu unbeeinflusstes Verhalten gegenüber Shunts, was sich an dem waagrechten Verlauf aller J-U-Kennlinien für Spannungen kleiner der Leerlaufspannung zeigt. Dadurch wäre es eine vernachlässigbare Unsicherheit, wenn jegliche Stromdichten bei einer externen Spannung von 0 V abgelesen würden. Für eine sich derartig verhaltende Zelle kann auch eine alternative Messmethode, basierend auf den gepulsten Leerlaufspannungsmessung für alle Intensitäten, wie diese in den Abbildungen 6.17 und 6.20 zu sehen sind, angewendet werden. Dies wird im Folgenden erläutert.

6.6.1 Suns-Voc Methode für die Unterzelle

Die Suns-Voc Methode misst ganz allgemein die Leerlaufspannung und Photostromdichte einer Solarzelle bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten und bestimmt über die (J_{Ph}, U_L) -Wertepaare die J-U-Kennlinie. Für die Unterzelle sind diese Wertepaare direkt aus Tabelle 6.8 zu entnehmen und über das Zweidiodenmodell aus Gleichung 2.13 können die Sättigungssperrstromdichten $J_{01,unt}$ und $J_{02,unt}$ angefitet werden. Die Messpunkte sowie der zugehörige Fit sind in Abbildung 6.23 dargestellt. Dabei wurde für den Fit die Photostromdichte logarithmiert, um eine gleichmäßigere

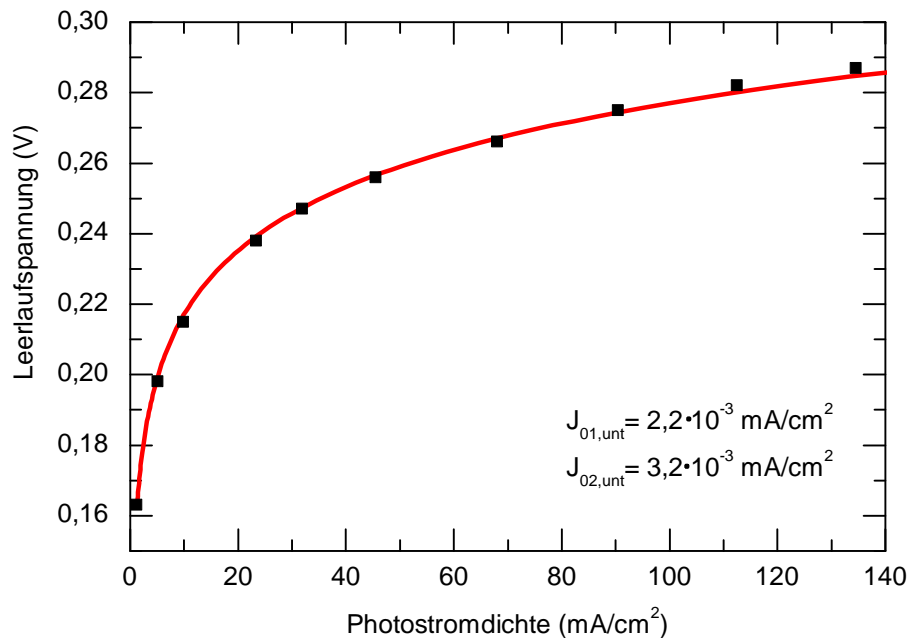


Abbildung 6.23: $(J_{Ph,unt}, U_{L,unt})$ -Wertepaare für die Unterzelle aus Tabelle 6.8 mit dem zugehörigen Fit an das Zweidiodenmodell nach Gleichung 2.13.

Gewichtung der Daten zu gewährleisten. Die Messpunkte können durch das Zweidiodenmodell ausgezeichnet nachgebildet werden, wie dies auch bereits Abbildung 6.18 gezeigt hat. Die quantitativen Werte mit $J_{01,unt} = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ mA/cm}^2$ und $J_{02,unt} = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ mA/cm}^2$ stimmen für $J_{01,unt}$ nahezu exakt mit den Werten aus Tabelle 6.8 überein. Die Abweichung bei $J_{02,unt}$ beruht auf dem bereits mehrfach erwähnten fast idealen Verhalten der Unterzelle und der damit verbundenen großen Unsicherheit in der Sättigungssperrstromdichte der Diode mit $n=2$.

6.6.2 Suns-Voc Methode für die Mittel- und Oberzelle

Für die Mittel- und Oberzelle wurde die Photostromdichte für die jeweiligen Beleuchtungsbedingungen ebenfalls bereits in den vorangegangenen Unterabschnitten bestimmt. Alternativ könnten dazu auch Komponentenzellen oder eine EQE-Messung mit der zugehörigen Laserleistung verwendet werden. Die Leerlaufspannung kann aufgrund der optischen Kopplung allerdings nicht individuell bestimmt werden.

Theorie

Die nachfolgende theoretische Herleitung für eine Suns-Voc Methode für die Mittel- und Unterzelle einer Dreifachsolarzelle wird formelmäßig nur für die Mittelzelle dargestellt, gilt aber äquivalent für die Oberzelle. Auf etwaige Unterschiede wird bei den experimentellen Ergebnissen explizit verwiesen. Grundsätzlich basiert die Methode dabei auf der Leerlaufspannungsmessung zweier benachbarter Teilzellen, wobei diejenige mit kleinerer Bandlücke ausschließlich durch optische Kopplung angeregt wird.

Die in Abbildung 6.20 gezeigten gepulsten Leerlaufspannungsmessungen mit dem 803 nm Laser erfüllen ganz allgemein die Gleichungen 6.29b - 6.29d, wohingegen Gleichung 6.29a speziell für die eingangs eingeführte Methode gilt. Die analytische Lösung der drei allgemeingültigen Gleichungen 6.29b - 6.29d nach $U_{L,mu}$ ergibt:

$$e^{\frac{eU_{L,mu}}{2kT}} = \frac{\sqrt{J_{Ph,mit} + \psi_{mit}^2} - \psi_{mit}}{\sqrt{J_{01,unt} \cdot J_{01,mit}}} \cdot \left(\sqrt{\psi_{unt}^2 + \eta_{mu} \left(\sqrt{J_{Ph,mit} + \psi_{mit}^2} - \psi_{mit} \right)^2} - \psi_{unt} \right) \quad (6.36)$$

wobei

$$\psi_i = \frac{J_{02,i}}{2\sqrt{J_{01,i}}} \text{ mit } i = unt, mit \quad (6.37)$$

analog zu der Definition von Steiner und Geisz [Ste12b] verwendet wurde. Gleichung 6.36 bildet die Basis für einen Fit der $(J_{Ph,mit}, U_{L,mu})$ -Wertepaare. $J_{01,mit}$ und η_{mu} sind aber nicht unabhängig voneinander, was für den Spezialfall $\psi_{mit} = \psi_{unt} = 0$ deutlich wird. Zur Elimination von η_{mu} wird der von Steiner und Geisz hergeleitete Zusammenhang zwischen $J_{ok,unt}$ und η_{mu} einbezogen [Ste12b]:

$$J_{ok,unt} = \eta_{mu} \left(\sqrt{J_{Ph,mit} - J_{ok,unt} + \psi_{mit}^2} - \psi_{mit} \right)^2. \quad (6.38)$$

Die optische Kopplungsstromdichte ist dabei eine Funktion von der in der Mittelzelle zur Verfügung stehenden Rekombinationsstromdichte $J_{Ph,mit}-J_{ok,unt}$. Durch Einsetzen von Gleichung 6.38 in Gleichung 6.36 ergibt sich somit die Suns-Voc Gleichung für die Mittelzelle:

$$e^{\frac{eU_{L,mu}}{2kT}} = \frac{\sqrt{J_{Ph,mit} + \psi_{mit}^2} - \psi_{mit}}{\sqrt{J_{01,unt} \cdot J_{01,mit}}} \cdot \left(\sqrt{\psi_{unt}^2 + \frac{J_{ok,unt} \left(\sqrt{J_{Ph,mit} + \psi_{mit}^2} - \psi_{mit} \right)^2}{\left(\sqrt{J_{Ph,mit} - J_{ok,unt} + \psi_{mit}^2} - \psi_{mit} \right)^2}} - \psi_{unt} \right). \quad (6.39)$$

Letztendlich müssen die $(J_{Ph,mit}, J_{ok,unt}, U_{L,mu})$ -Wertetriple an Gleichung 6.39 angefitet werden, indem $J_{01,mit}$ und ψ_{mit} variiert werden. Die notwendigen Parameter der Unterzelle wurden in Abschnitt 6.6.1 ja bereits vorab bestimmt.

Suns-Voc Methode für die Mittelzelle

Zur Bestimmung der Mittelzellenparameter nach Gleichung 6.39 können die Photostromdichte $J_{Ph,mit}$ und die Leerlaufspannungen $U_{L,mu}$ direkt aus Tabelle 6.9 übernommen werden. Dabei ist wichtig, dass ausschließlich die durch den 803 nm Laser generierte Photostromdichte $J_{Ph,mit}$ und nicht $J_{Ph,mit}^*$, welche zusätzlich eine optische Kopplungsstromdichte von der Oberzelle enthält, herangezogen wird, da für die gepulsten Messungen aus Abbildung 6.20 die Oberzelle nicht beleuchtet ist. Die zwei Pulse mit den größten Laserleistungen von 25 W und 30 W können für diese Auswertung allerdings nicht verwendet werden, da in diesen Fällen die ebenfalls benötigte optische Kopplungsstromdichte $J_{ok,unt}$ größer als die experimentelle Maximalphotostromdichte in der Oberzelle ist und damit nicht gemessen werden kann. Bei der Messung von $J_{ok,unt}$, welche über J-U-Kennlinien analog zu Abbildung 6.7 erfolgt, ist zugleich zu beachten, dass ein Einfluss durch die Oberzellenbeleuchtung ausgeschlossen werden kann. Dies ist für Pulse mit einer resultierenden Photostromdichte ab $15,0 \text{ mA/cm}^2$ gewährleistet, wie dies Abbildung 6.9 verdeutlicht. Daher kann $J_{ok,unt}$ in diesem Bereich aus Abbildung 6.7 entnommen werden. Für die niedrigeren Laserleistungen wurde die Beleuchtung der Oberzelle soweit reduziert, dass diese identisch zu $J_{ok,unt}$ ist, womit keine optische Kopplung von der Ober- zur Mittelzelle stattfindet. Dieses Vorgehen entspricht einem Ablesen an den Knickpunkten in Abbildung 6.9. Der entsprechende Fit an Gleichung 6.39 liefert $J_{01,mit} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ mA/cm}^2$ und $J_{02,mit} = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ mA/cm}^2$, was insbesondere für $J_{01,mit}$ wiederum gut mit den

Ergebnissen aus Tabelle 6.9 übereinstimmt. Mit Hilfe von Gleichung 6.38 kann für jedes $(J_{Ph,mit}, J_{ok,unt})$ -Wertepaar die Effizienz der optischen Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle bestimmt werden. Im Mittelwert ergibt sich ein Wert von $\eta_{mu} = 0,465$, was im Vergleich zu $\eta_{mu} = 0,356$ aus Tabelle 6.6 einen merklichen Unterschied darstellt. Die Abweichung bei der gepulsten Suns-Voc Methode ist im Wesentlichen auf die Unsicherheiten beim Fitten der $(J_{Ph,mit}, J_{ok,unt}, U_{L,mu})$ -Wertetriple an Gleichung 6.39 zurückzuführen. Die $(J_{Ph,mit}, U_{L,mu})$ -Wertepaare sind zusammen mit der nach Gleichung 6.36 simulierten Kurve in Abbildung 6.24 dargestellt. Dabei kann eine gute Übereinstimmung festgestellt werden.

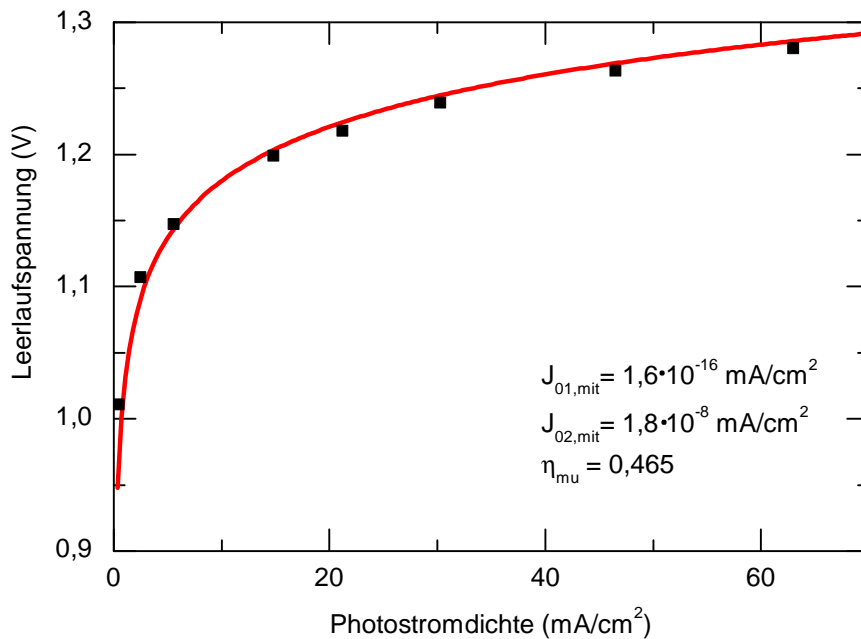


Abbildung 6.24: $(J_{Ph,mit}, U_{L,mu})$ -Wertepaare für die Mittelzelle mit der nach Gleichung 6.36 nachgebildeten Kurve anhand der ermittelten Parameter.

Suns-Voc Methode für die Oberzelle

Zur Anwendung der Gleichungen 6.36 bis 6.39 für die Oberzelle ist der Einfluss der Unterzelle zu eliminieren. Dies erfolgt durch eine starke Überbelichtung der Unterzelle, wodurch deren Leerlaufspannung näherungsweise ausschließlich durch die externe Beleuchtung mit dem 975 nm Laser bestimmt ist und unabhängig vom Anteil der optischen Kopplung aus der Mittelzelle ist. An Gleichung 6.39 müssen letztendlich $(J_{Ph,ob}, J_{ok,mit}, U_{L,om})$ -Wertetriple angefitet werden. Die Photostromdichten $J_{Ph,o}$ können direkt aus Tabelle 6.9 übernommen werden, ebenso wie die entsprechenden

optischen Kopplungsstromdichten $J_{ok,mit}$ in der Mittelzelle aus Abbildung 6.4 verwendet werden können. Die Werte für $U_{L,om}$, was der Leerlaufspannung von Ober- und Mittelzelle für den Fall von externer Beleuchtung der Oberzelle und ausschließlich optischer Kopplung in der Mittelzelle entspricht, können auch aus Abbildung 6.4 abgeleitet werden. Dazu wird von den gemessenen Leerlaufspannungen der Dreifachsolarzelle der Beitrag der Unterzelle subtrahiert. Der entsprechende Wert für $J_{Ph,unt} = 45,5 \text{ mA/cm}^2$ kann direkt aus der gepulsten Messung in Tabelle 6.8 mit $U_{L,unt} = 0,256 \text{ V}$ bestimmt werden. Der zugehörige Fit an Gleichung 6.39 liefert schließlich $J_{01,ob} = 1,1 \cdot 10^{-23} \text{ mA/cm}^2$ und $J_{02,mit} = 4,2 \cdot 10^{-12} \text{ mA/cm}^2$, was ausgezeichnet zu den Werten aus Tabelle 6.10 passt. Analog zur Mittelzellenauswertung wird für die Effizienz der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle über Gleichung 6.38 ein Mittelwert von $\eta_{om} = 0,076$ berechnet. Dies stimmt exzellent mit dem Wert aus Tabelle 6.6 überein. Abbildung 6.25 zeigt abschließend für die Oberzelle die $(J_{Ph,ob}, U_{L,om})$ -Wertepaare zusammen mit der nach Gleichung 6.36 nachgebildeten Kurve, welche ausgezeichnet zu den Messwerten passt.

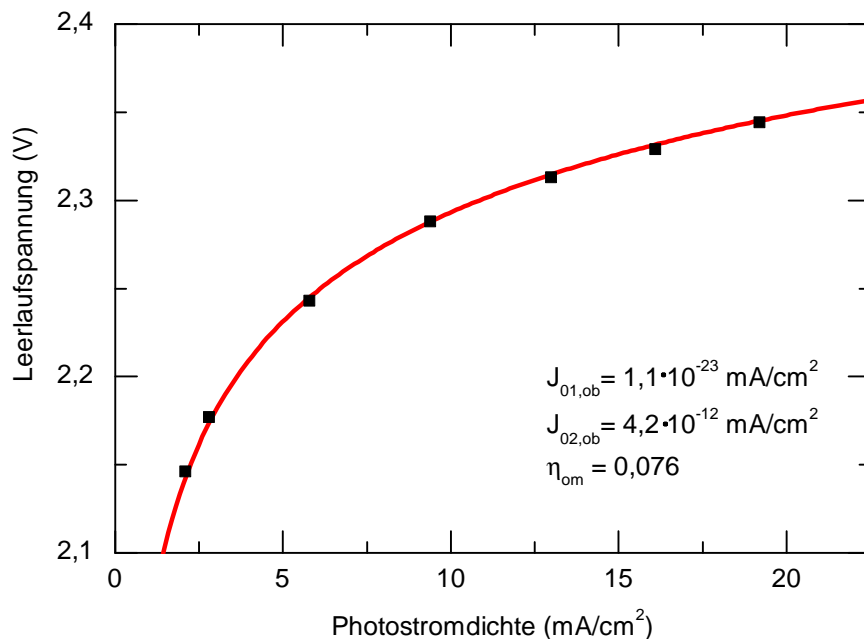


Abbildung 6.25: $(J_{Ph,ob}, U_{L,om})$ -Wertepaare für die Oberzelle mit der nach Gleichung 6.36 nachgebildeten Kurve anhand der ermittelten Parameter.

6.6.3 Resümee der gepulsten Suns-Voc Methode

Die in Abschnitt 6.6 vorgestellte gepulste Suns-Voc Methode zur Bestimmung der Teilzellkennlinien einer Dreifachsolarzelle stellt eine Alternative zu der in den Abschnitten 6.2 bis 6.5 ausführlich erläuterten Herangehensweise über J-U-Kennlinien zusammen mit gepulsten Spannungsmessungen dar. Sie erfordert allerdings stärker, dass sich die Teilzellen in der Hinsicht ideal verhalten, dass keine starken Shunts auftreten und auch die Rückwärtscharakteristik vernachlässigbar ist. Die Sättigungssperrstromdichten sind im Rahmen der Mess- und Fitgenauigkeiten für beide Methoden identisch. Wird allerdings auch auf die Effizienzen der optischen Kopplung ein großes Augenmerk gelegt, ist die eingangs beschriebene Herangehensweise zu bevorzugen, da in diesem Fall η direkt gefittet wird. Im Nachfolgenden wird daher ausschließlich die zu Beginn vorgestellte Methode verwendet.

6.7 Vergleich von Messung und Simulation

Anhand der Abschnitte 6.4 und 6.5 sind nun alle acht Parameter des in Abbildung 5.1 dargestellten Ersatzschaltbildes der Dreifachsolarzelle bestimmt und in Tabelle 6.11 zusammengefasst. Damit lassen sich, wie in Kapitel 5 beschrieben, mit Hilfe

Teilzelle	Kopplungseffizienz	J_{01} (mA/cm ²)	J_{02} (mA/cm ²)
Oberzelle	$\eta_{om}=0,074$	$1,3 \cdot 10^{-23}$	$4,3 \cdot 10^{-12}$
Mittelzelle	$\eta_{mu}=0,356$	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-9}$
Untorzelle	-	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 6.11: Zusammenfassung aller acht Parameter des Ersatzschaltbildes der Dreifachsolarzelle.

von SPICE unter anderem alle beliebigen J-U-Kennlinien simulieren. Die entsprechende SPICE-Netzliste ist in Anhang A zu sehen. Damit können beispielsweise die J-U-Kennlinien unter extremen Beleuchtungssituationen aus Abbildung 6.2 nachgebildet werden, was in Abbildung 6.26(a) dargestellt ist. Alle vier Kennlinien können hervorragend nachgebildet werden, sowohl hinsichtlich externer Photostromdichte als auch der Leerlaufspannung. In Abbildung 6.26(b) ist zusätzlich die gemessene und simulierte Dunkelkennlinie gezeigt. Da die Dunkelkennlinie in keinsten Weise in die Bestimmung der J-U-Parameter eingeht, und dennoch über viele Größenordnungen eine exzellente Übereinstimmung gefunden werden kann, zeigt dies die Genauigkeit und Robustheit der Methode. Lediglich für Spannungen kleiner 1 V ist eine merklich

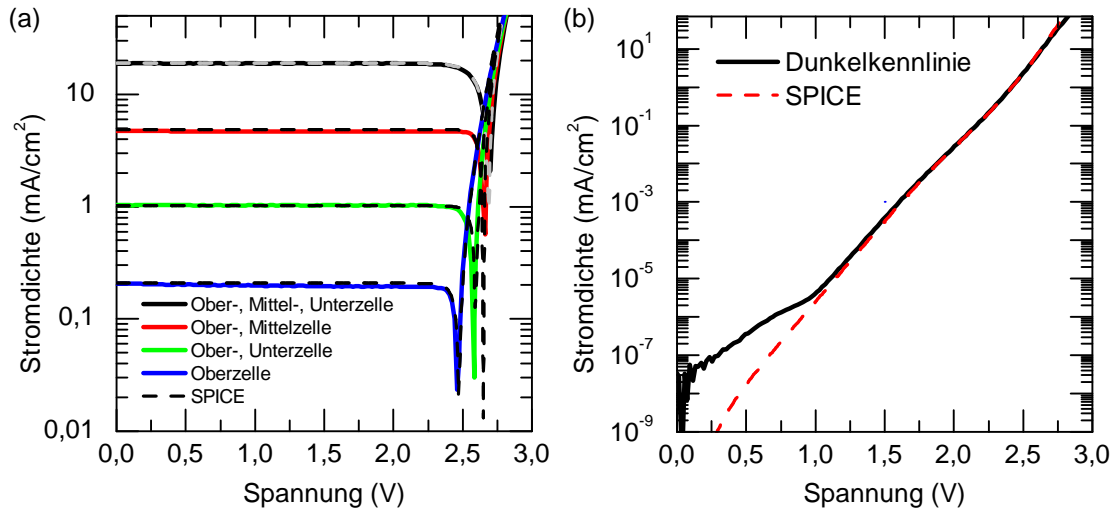


Abbildung 6.26: (a) J - U -Kennlinien der Dreifachsolarzelle unter extremen Beleuchtungssituationen aus Abbildung 6.2 zusammen mit den entsprechend simulierten Kennlinien mit den vorher bestimmten Parametern. (b) Gemessene und simulierte Dunkelkennlinie.

höhere Stromdichte in der gemessenen Kurve festzustellen. Ursächlich dafür sind schwache Shunts, welche in der gesamten Betrachtung nicht berücksichtigt wurden. Mit Hilfe des SPICE-Modells kann auch der Einfluss der optischen Kopplung auf den Wirkungsgrad ermittelt werden. Für die hier verwendete GaInP/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle liegt sowohl in der Weltraum- als auch terrestrischen Anwendung eine Oberzellenlimitierung vor, weshalb die optische Kopplung lediglich zu einer kleinen Verbesserung in der Leerlaufspannung und damit auch in der Spannung am MPP führt. Für ein fiktives Beleuchtungsspektrum, das mit $J_{\text{Ph,ob}}=16 \text{ mA/cm}^2$, $J_{\text{Ph,mit}}=16 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{\text{Ph,unt}}=12 \text{ mA/cm}^2$ eine Unterzellenlimitierung bedeutet, ist hingegen ein deutlicher Einfluss der optischen Kopplung auf die wesentlichen Solarzellenparameter erkennbar. Tabelle 6.12 listet für dieses Beleuchtungsspektrum die simulierte Kurzschlussstromdichte, Leerlaufspannung und Maximalleistung mit und ohne optischer Kopplung auf. Zusätzlich ist noch der Fall einer Konzentratoranwendung mit 1000-facher Konzentration aufgeführt. Im Wesentlichen verbessert die optische Kopplung die Kurzschlussstromdichte und dementsprechend in ähnlichem Maße die Maximalleistung. Unter Konzentration ist der Gewinn mit +9,0% nochmals größer, da im Falle höherer Stromdichten verhältnismäßig mehr Strom durch die Diode mit $n=1$, welche für die optische Kopplung verantwortlich ist, fließt. Insgesamt kann festgehalten werden, dass die optische Kopplung Verluste aufgrund von feh-

Parameter	ohne o.K.	mit o.K.	Δ (%)	ohne o.K.	mit o.K.	Δ (%)
Konzentration	1x	1x		1000x	1000x	
J_K (mA/cm ²)	12,0	12,9	+7,5	12000	13100	+9,2
U_L (V)	2,654	2,666	+0,5	3,202	3,215	+0,4
P_{\max} (mW/cm ²)	29,0	31,2	+7,6	35784	39017	+9,0

Tabelle 6.12: Auswirkung der optischen Kopplung auf die Solarzellenkennwerte für ein fiktives Beleuchtungsspektrum mit $J_{Ph,ob}=16 \text{ mA/cm}^2$, $J_{Ph,mit}=16 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{Ph,unt}=12 \text{ mA/cm}^2$ bei 1- und 1000-facher Konzentration.

lender Stromanpassung teilweise ausgleichen kann, wenn nicht die oberste Teilzelle limitiert.

6.8 Verifikation der Ergebnisse nach Roensch *et al.*

Zur Verifikation der ermittelten Teilzellennlinien wird die auf der spektralen Reziprozitätsrelation beruhende Methode nach Roensch *et al.* herangezogen [Roe11]. Mit Hilfe der Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.18 lassen sich aus dem EL-Spektrum bei einer Stromdichte von J_{EL} und der EQE die entsprechenden Teilzellspannungen U_i berechnen:

$$U_i(J_{EL}) = \frac{kT}{e} \ln(\phi(J_{EL}, E)) + \frac{E}{e} - \frac{2kT}{e} \ln(E) - \frac{kT}{e} \ln(EQE(E)) - \frac{kT}{e} \ln(C^*). \quad (6.40)$$

Dabei stecken in der Konstanten C^* die Naturkonstanten aus der Schwarzkörperstrahlung von Gleichung 2.19 sowie ein vom Detektorsystem abhängiger Faktor für die EL-Intensität. C^* ist dabei unabhängig von der Teilzelle und wird beispielsweise über die gemessene Leerlaufspannung unter einem definierten Beleuchtungsspektrum bestimmt [Roe11].

Das in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Spektrometer ist allerdings nicht empfindlich genug, um die EL-Intensität der Unterzelle zu detektieren. Daher ist die Bestimmung von C^* und damit der drei Teilzellennlinien nicht endgültig möglich. Allerdings kann die jeweilige Steigung sowie die Spannungsdifferenz der Ober- und Mittelzellennlinie ermittelt werden. Die entsprechend Abschnitt 3.2 gemessene EQE der Ober- und Mittelzelle ist dementsprechend in Abbildung 6.27(a) zu sehen. Ebenso ist in Abbildung 6.27(b) exemplarisch das EL-Spektrum bei der maximalen Stromdichte von $J_{EL}=211 \text{ mA/cm}^2$ dargestellt. Gemessen wurde das Spektrum für zwölf verschiedene Stromdichten von $0,7 \text{ mA/cm}^2$ bis 211 mA/cm^2 . Für das gezeigte Spektrum ist

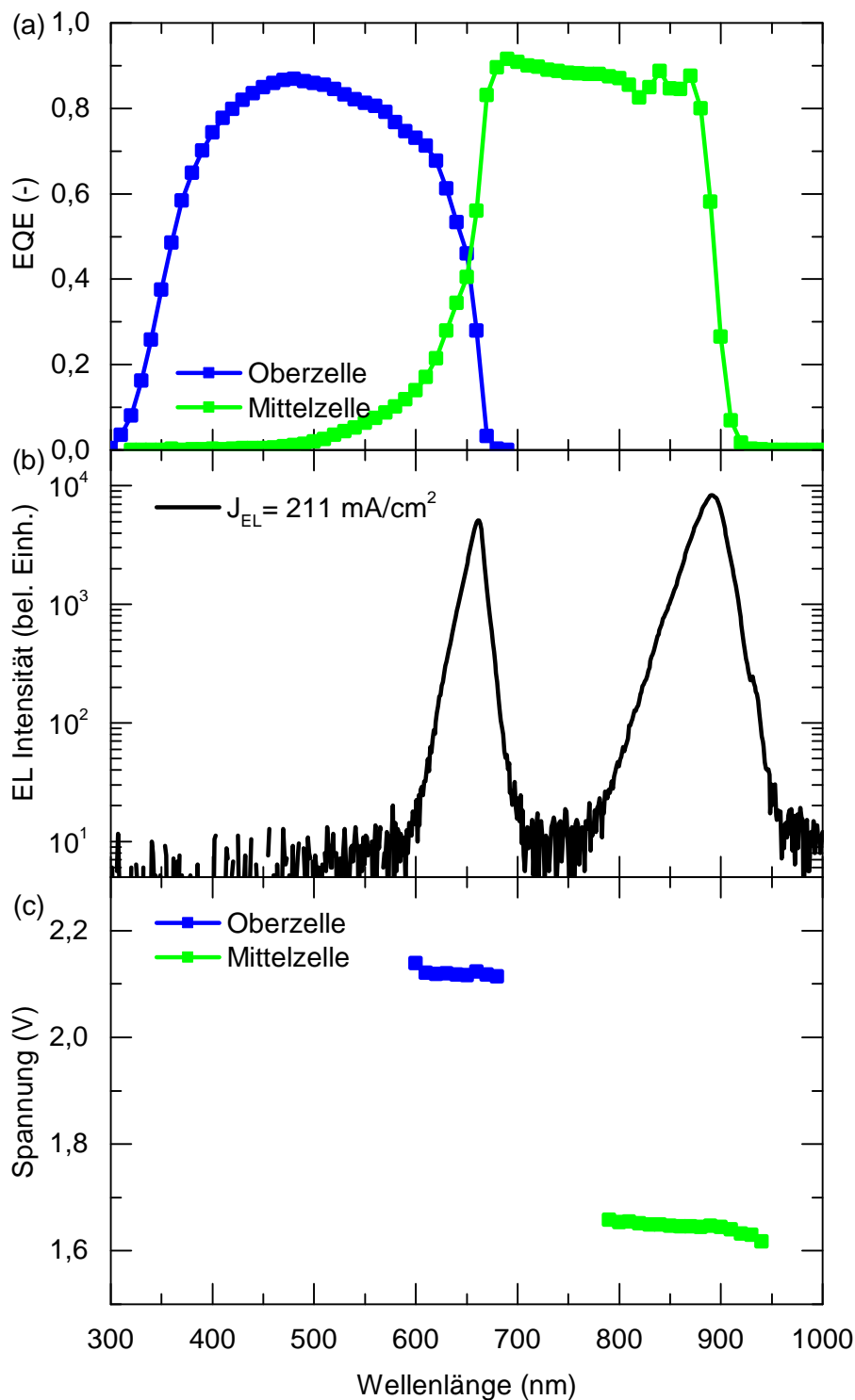


Abbildung 6.27: (a) EQE der Ober- und Mittelzelle. (b) EL-Spektrum mit $J_{EL}=211 \text{ mA/cm}^2$. (c) Nach Gleichung 6.40 mit $C^*=1$ berechnete Teilzellspannungen.

nach Gleichung 6.40 mit $C^*=1$ die Spannung berechnet und in Abbildung 6.27(c) aufgetragen. Theoretisch sollten die Teilzellspannungen für den jeweiligen Wellenlängenbereich konstant sein, was jedoch aufgrund von abnehmender Signalstärke der EL-Intensität hin zu kürzeren Wellenlängen und der EQE im langwelligeren Messbereich nicht mehr der Fall ist. Die Auswertung wird daher für die Oberzelle bei 650 nm und für die Mittelzelle bei 860 nm durchgeführt. Hierbei ist nochmals darauf hinzuweisen, dass der Absolutwert der Spannung aufgrund der fehlenden Kalibrierung über C^* nicht stimmt. Lediglich die Spannungsdifferenz zwischen den verschiedenen Messpunkten ist korrekt wiedergegeben.

Das PL-Bild der Oberzelle in Abbildung 6.13(a) zeigt in der Nähe der externen Kontakte eine deutliche Inhomogenität, welche bei EL wegen der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen elektrischen Kopplung der Teilzellen zu hellen Stellen in der Mittel- und Unterzelle führt. Das verwendete Spektrometer ist fasergekoppelt und detektiert daher immer nur einen relativ kleinen Ausschnitt der gesamten Zellfläche. Abbildung 6.28 zeigt den entsprechenden Vergleich des Spektrums im normalen Bereich und an der Stelle der Inhomogenität, wobei auf den Mittelzellenpeak normiert wurde. Der

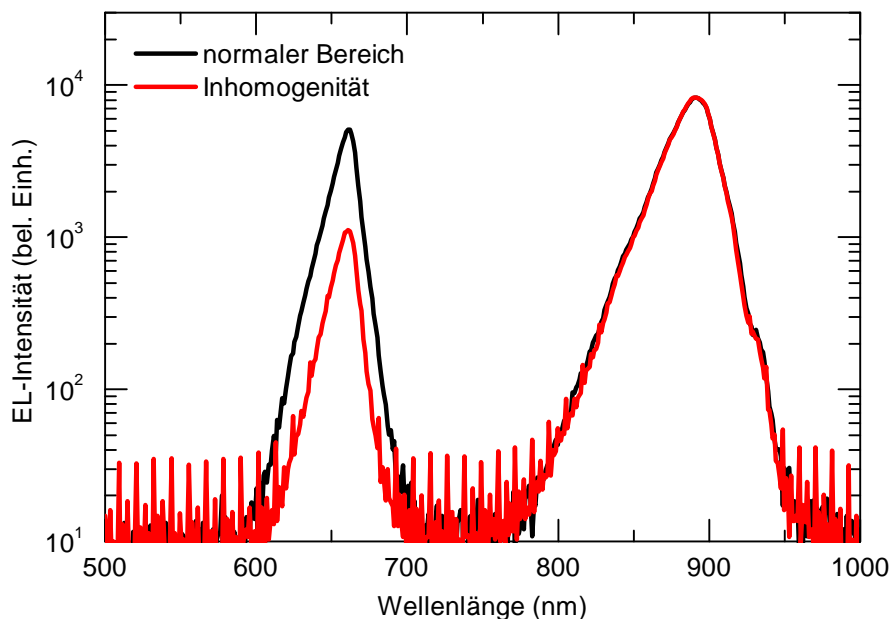


Abbildung 6.28: Vergleich des EL-Spektrums mit 211 mA/cm^2 des normalen Bereichs mit der Stelle der Inhomogenität.

spektrale Verlauf ist identisch, aber das Verhältnis der Peakhöhen von Ober- und Mittelzelle ist stark unterschiedlich, was letztendlich eine direkte Auswirkung auf die Spannungsdifferenz zwischen der Ober- und Mittelzellenkennlinie hat.

Zur Bestimmung der kompletten J-U-Kennlinie wird Gleichung 6.40 für verschiedene Stromdichten ausgewertet. Da, wie bereits erwähnt, das Spektrum der Ge-Unterzelle nicht gemessen werden kann, ist eine Bestimmung von C^* und damit eine absolute Spannungskalibrierung jedoch nicht möglich. Da C^* allerdings unabhängig von der Stromdichte und Teilzelle ist, wird die relative Lage aller Messpunkte zueinander richtig wiedergegeben. Die entsprechenden Punkte für den normalen Bereich und die inhomogene Stelle sind in Abbildung 6.29 zusammen mit den in den vorherigen Abschnitten bestimmten J-U-Kennlinien der Ober- und Mittelzelle dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist $C^*=1,4 \cdot 10^9$ für den normalen Bereich und $C^*=2,8 \cdot 10^9$ für die Inhomogenität gewählt, was zu einem Übereinstimmen mit der Mittelzellenkennlinie bei größeren Stromdichten führt. Sowohl in der Steigung der Teilzellkennlinien als

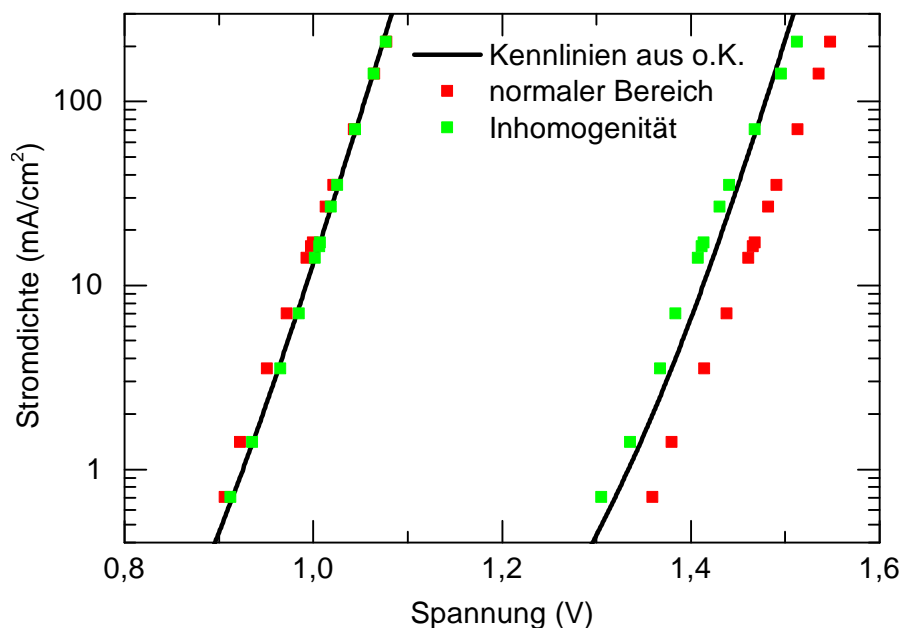


Abbildung 6.29: Über die Reziprozitätsrelation und Gleichung 6.40 bestimmte Datenpunkte für den normalen Bereich ($C^*=1,4 \cdot 10^9$) und die inhomogene Stelle ($C^*=2,8 \cdot 10^9$) zusammen mit den über optische Kopplung bestimmten J-U-Kennlinien der Mittel- und Oberzelle.

noch viel mehr im spannungsmäßigen Abstand der Mittel- und Oberzellenkennlinie ist ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Solarzellbereichen erkennbar. Dies weist eine gewisse Sensitivität der Methode nach Roensch *et al.* in Bezug auf lokale Zellunterschiede nach. Im Gegensatz dazu berücksichtigt die in diesem Kapitel vorgestellte Methode zur Bestimmung der Teilzellkennlinien jegliche Effekte auf der gesamten Solarzellenfläche. Demzufolge befinden sich die entsprechenden

J-U-Kennlinien im Bereich zwischen den beiden Extremen hinsichtlich Auswertung mittels Reziprozitätsrelation.

Kapitel 7

Charakterisierung von lokalen Shunts

Aufgrund des epitaktischen Wachstums der GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen ist es nahezu unvermeidlich lokale Defekte, sogenannte Shunts, in die Solarzelle einzubauen. Diese haben abhängig von ihrer Stärke einen unterschiedlich großen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften der gesamten Solarzelle. In PL-Bildern wirken sie sich grundsätzlich als dunkle Punkte in den betroffenen Teilzellen aus, wohingegen aufgrund der elektrischen Kopplung bei EL-Bildern in den nicht geshunteten Teilzellen ein heller Punkt auftritt. Die EL-Bilder in Abbildung 3.3 zeigen beispielhaft zahlreiche Shunts, welche über die gesamte Zellfläche verteilt sind. Der Einfluss lokaler Defekte auf die Leistung der Gesamtzelle hängt dabei auch stark von den Schichtwiderständen zwischen den einzelnen Teilzellen ab, da diese den Shunt mehr oder weniger gut mit einwandfreien Zellbereichen verbinden. Diese Schichtwiderstände können mit Hilfe von EL-Bildern und des dreidimensionalen SPICE-Modells aus Kapitel 5 bestimmt werden, was in Abschnitt 7.1 vorgestellt wird. Abschnitt 7.2 zeigt darauf aufbauend, dass aus der Kombination von Lumineszenzbildern und SPICE Simulation auch der Widerstand ohmscher Shunts ermittelt werden kann.

7.1 Schichtwiderstände

7.1.1 Literaturrecherche

In diesem Abschnitt sollen kurz die in der Literatur veröffentlichten lumineszenzbasierten Methoden zur Bestimmung des Schichtwiderstands aufgeführt werden.

Xiong *et al.*

Xiong *et al.* haben die Ermittlung des kombinierten Schichtwiderstands von Fensterschicht und Emitter einer GaInP-Einfachsolarzelle für Konzentratoranwendung vorgestellt [Xio10]. Basierend auf EL-Bildern wird der annähernd parabolische Verlauf der EL-Intensität zwischen zwei Kontaktfingern, wie es auch in Abbildung 4.10 zu sehen ist, analytisch ausgewertet, um den Schichtwiderstand zu bestimmen. Dabei wird einerseits ein linearer Zusammenhang zwischen der lokalen EL-Intensität und der lokalen Stromdichte angenommen, was in Anbetracht der Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.21 die Verwendung des idealen Diodenmodells nach Gleichung 2.7 bedeutet. Zur Auswertung des entsprechenden theoretischen Modells, welches auf dem ohmschen Gesetz und der Kontinuitätsgleichung beruht, wird allerdings andererseits ein linearer Zusammenhang zwischen Spannung und Stromdichte der Gesamtzelle vorausgesetzt. Dies ist wegen der sehr hohen Stromdichten von über 500 mA/cm^2 bei der Messung möglich.

Glatthaar *et al.*

Photolumineszenz bei verschiedenen externen Spannungen verwenden Glatthaar *et al.*, um den Schichtwiderstand einer Si-Einfachsolarzelle zu messen [Gla10a]. Die Grundlage dazu bietet einerseits die Transformation des Lumineszenzintensitätsbildes in ein Spannungsbild. Dabei wird im Wesentlichen Gleichung 2.24 zu Grunde gelegt und die Unbekannten über ein Kurzschlussbild sowie der Annahme einer örtlich homogenen Leerlaufspannung bei kleinen Intensitäten bestimmt. Andererseits wird ein quervernetztes Modell, basierend auf dem idealen Eindiodenmodell, verwendet, um über das ohmsche Gesetz und die Kontinuitätsgleichung einen Zusammenhang zum Schichtwiderstand herzustellen. Zur letztendlichen Ermittlung des Schichtwiderstands muss unter anderem der Laplaceoperator auf das Spannungsbild angewendet werden. Der daraus ermittelte Wert des Schichtwiderstands ist allerdings um einen Faktor 2 zu klein, was möglicherweise an einem unscharfen Bild sowie relativ großen Unsicherheiten in der Berechnung des Laplaceoperators liegt.

Helbig *et al.*

Den Schichtwiderstand sowohl der ZnO-Fensterschicht als auch des Mo-Rückkontakts von CIGS-Solarzellen in Minimodulen haben Helbig *et al.* mittels EL bestimmt [Hel10]. Die Module bestehen aus länglichen Solarzellstreifen, welche an der langen

Seite in Serie verschaltet sind. Bei der Messung wird die EL-Intensität für verschiedene Stromdichten ebenfalls entlang der langen Seite gemittelt und letztendlich der Intensitätsverlauf zwischen den Vorder- und Rückseitenkontakten, welche aufgrund der Serienschaltung an den gegenüberliegenden Zellkanten liegen, bestimmt. Über ein theoretisches Modell, das über die Reziprozitätsrelation aus der EL-Intensität einen relativen Spannungsverlauf generiert und im Weiteren ebenfalls auf dem ohmschen Gesetz und der Kontinuitätsgleichung beruht, wird schließlich dieser Spannungsverlauf angefügt, um den Schichtwiderstand der ZnO-Fensterschicht und des Mo-Rückkontakts zu bestimmen. Der Einfluss des Rückkontakts ist dabei nur aufgrund der Solarzellenbauweise ohne rein metallischen Kontakt bemerkbar.

Paire *et al.*

Den Schichtwiderstand der ZnO:Al-Fensterschicht einer CIGS-Solarzelle haben Paire *et al.* ebenfalls mittels EL bestimmt [Pai11]. Diese Art von Solarzellen besitzen keinen metallischen Vorderseitenkontakt, sondern sind ganzflächig über die transparente Fensterschicht kontaktiert. Für die Messung des entsprechenden Schichtwiderstands wird in der Mitte der Solarzelle eine punktförmige metallische Elektrode aufgebracht und zusammen mit dem ganzflächigen Rückseitenkontakt eine Spannung angelegt. Die mittels Kamera detektierte EL-Intensität wird dabei radialsymmetrisch integriert und letztendlich der Abfall der EL-Intensität in Abhängigkeit vom Abstand zum Probenkontakt ermittelt. Mit Hilfe eines analytischen Modells, welches auf dem Eindiodenmodell und elektrostatischen Grundgesetzen beruht [Pai10], wird der Schichtwiderstand in der Art bestimmt, dass er als Parameter im Modell so angepasst wird, dass eine Übereinstimmung des EL-Intensitätsabfalls erreicht wird.

Zusammenfassend beruhen alle diese Methoden auf der Tatsache, dass der Schichtwiderstand einen Einfluss auf die Stromverteilung in der Solarzelle hat. Dies wirkt sich insbesondere bei EL-Bildern darin aus, dass die EL-Intensität mit zunehmenden Abstand vom strominjizierenden Kontakt abnimmt. Die vorgestellten Herangehensweisen werten diesen Intensitätsverlauf mit analytischen Modellen aus, um den Schichtwiderstand zu bestimmen. Nachfolgend wird das in Kapitel 5 eingeführte SPICE-Netzwerkmodell verwendet, um die in Abschnitt 5.3 erläuterten Schichtwiderstände R_{ob} , R_{mit} und R_{unt} zwischen den Teilzellen zu bestimmen.

7.1.2 EL-Bilder am gebrochenen Kontaktfinger

Bei dem vorgegebenen Design der Forderseitenmetallisierung der Dreifachsolarzelle ist der Einfluss der Schichtwiderstände auf die EL-Bilder senkrecht zwischen den Kontaktfingern am größten. Um insbesondere auch einen Einfluss des Schichtwiderstands R_{unt} zu sehen, eignet sich eine Solarzelle mit einem unterbrochenem Kontaktfinger besonders, da dadurch der effektive Abstand zwischen zwei strominjizierenden Kontakten verdoppelt wird. Die EL-Bilder bei 500 mA aller drei Teilzellen einer entsprechenden $8 \times 4 \text{ cm}^2$ großen GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Solarzelle sind in Abbildung 7.1 gezeigt. Dabei sind links Aufnahmen der gesamten Zellfläche sowie rechts der rot markierte Ausschnitt mit gezoomter Kameraeinstellung dargestellt. Der durchtrennte Kontaktfinger führt dabei ab der Unterbrechung zu einem dunklen Streifen im EL-Bild aller drei Teilzellen, was aus der veränderten Stromverteilung resultiert. Die EL-Intensität, welche von der lokalen Spannung am pn-Übergang abhängt, ist bei homogen angenommenen J-U-Parametern der Teilzellen umso kleiner, je kleiner die lokale Stromdichte ist. Beim gebrochenen Kontaktfinger ist die lokale Stromdichte kleiner, da der Strom, kommend von einem benachbarten Kontaktfinger, zuerst über den Emitter der Oberzelle quer fließen muss. Dies ist wesentlich durch den Schichtwiderstand R_{ob} beeinflusst. Nachfolgend findet in Abhängigkeit von den Schichtwiderständen R_{mit} und R_{unt} zwischen den Teilzellen ein weiterer lateraler Stromfluss statt, weshalb der Intensitätsabfall zum gebrochenen Kontaktfinger mit tieferliegenden Teilzellen abnimmt.

7.1.3 SPICE Modell mit gebrochenem Kontaktfinger

Zur Simulation der in Abbildung 7.1 gezeigten Solarzelle wird bei dem quervernetzten SPICE-Modell aus Kapitel 5 an der entsprechenden Position die Verbindung zwischen zwei Kontaktfingerwiderständen R_K durchtrennt, wie dies im Ersatzschaltbild in Abbildung 7.2 innerhalb des roten Kreises angedeutet ist.

Die J-U-Parameter der drei Teilzellen für das SPICE-Modell wurden nach der in Kapitel 6 eingeführten Methode bestimmt, und sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Da es sich im Grunde um die selbe Halbleitermaterialzusammensetzung wie für die Zelle im vorherigen Kapitel handelt, sind die Parameter folglich in ähnlichen Wertebereichen. Lediglich das Herstellungsdatum ist um wenige Jahre getrennt. Die Parameter werden im Modell über die gesamte Zellfläche als konstant angenommen, was zu leichten Unsicherheiten führen kann.

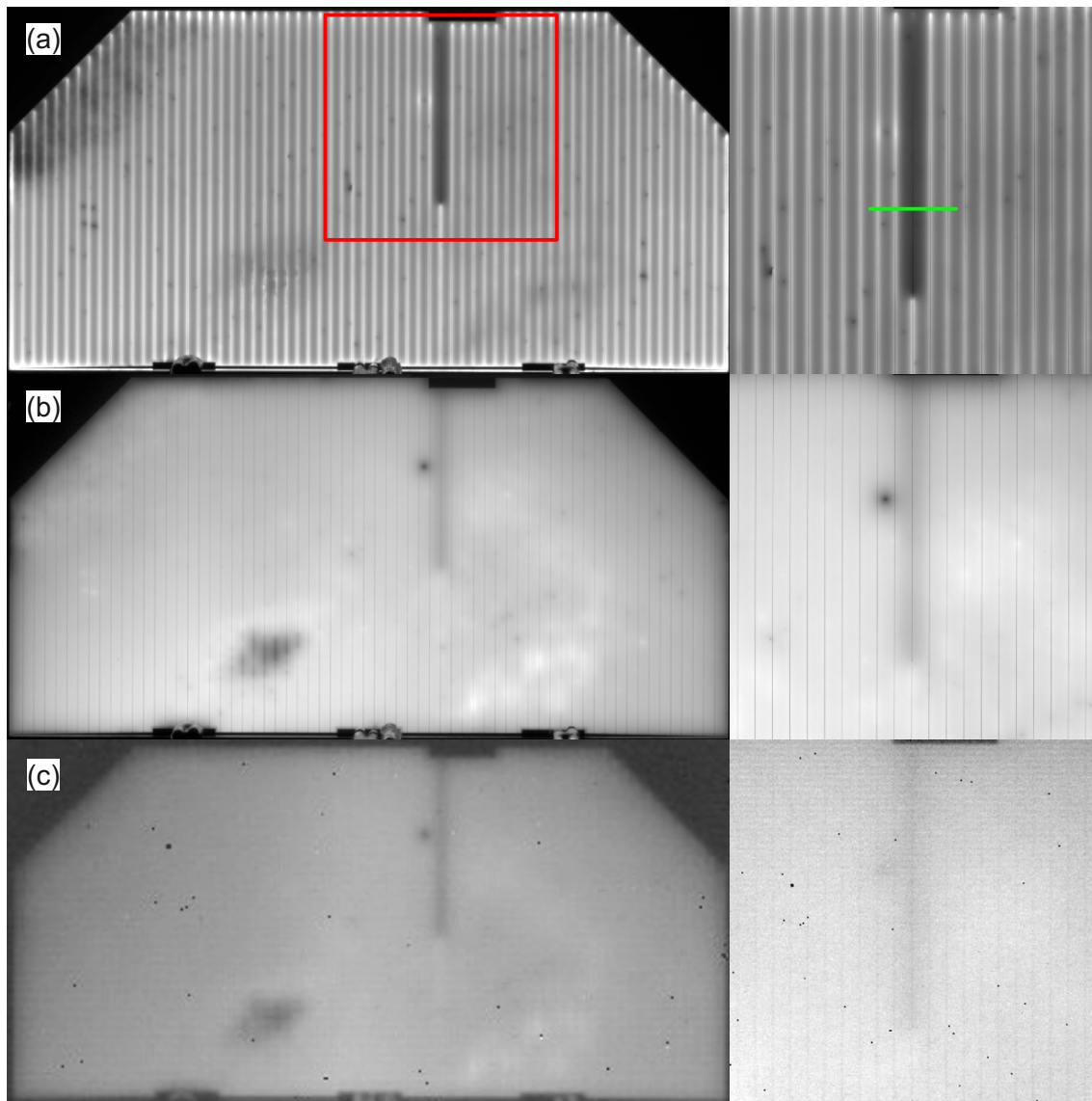


Abbildung 7.1: Ganzflächige und gezoomte EL-Bilder der Ober- (a), Mittel- (b) und Unterzelle (c) einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit unterbrochenem Kontaktfinger bei 500 mA Gesamtstrom.

7.1.4 Bestimmung der Schichtwiderstände

Als Ausgangsposition zur Bestimmung der Schichtwiderstände werden die Literaturwerte $R_{\text{ob}}=293 \Omega/\square$, $R_{\text{mit}}=28 \Omega/\square$ und $R_{\text{unt}}=1,5 \Omega/\square$ einer ähnlichen Dreifachsolarzelle verwendet [Zim06]. Zur einfacheren Darstellung werden die drei Schichtwiderstände nachfolgend in diesem Kapitel als Zahlentriple geschrieben: $(R_{\text{ob}}(\Omega/\square), R_{\text{mit}}(\Omega/\square), R_{\text{unt}}(\Omega/\square))=(293, 28, 1,5)$. Der Intensitätsverlauf der Oberzellen-EL-Intensität hängt neben der gegebenen Geometrie der Vorderseitenmetallisierung stark

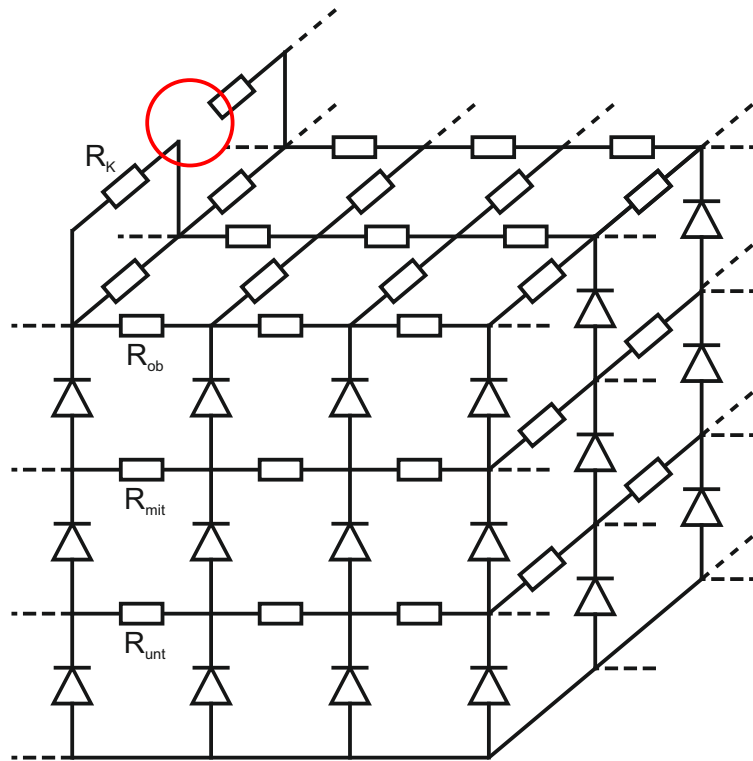


Abbildung 7.2: Ausschnitt des quervernetzten Netzwerkmodells einer Dreifachso-larzelle mit gebrochenem Kontaktfinger.

Teilzelle	Kopplungseffizienz	J_{01} (mA/cm ²)	J_{02} (mA/cm ²)
Oberzelle	$\eta_{om}=0,013$	$9,7 \cdot 10^{-23}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$
Mittelzelle	$\eta_{mu}=0,467$	$9,2 \cdot 10^{-17}$	$7,6 \cdot 10^{-9}$
Untierzelle	-	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 7.1: Zusammenfassung aller J - U -Parameter der Dreifachso-larzelle mit ge-brochenem Kontaktfinger aus Abbildung 7.1.

von R_{ob} ab. In Abbildung 7.3 (a) ist der entsprechende Intensitätsverlauf entlang der in Abbildung 7.1 eingezeichneten grünen Linie bei einem injizierten Gesamtstrom von 1000 mA halblogarithmisch aufgetragen. Zusätzlich ist der mittels dreidimensionalem SPICE-Modell simulierte Intensitätsverlauf für drei verschiedene R_{ob} gezeigt. Die aus dem SPICE-Modell resultierende Spannungskurve wird dabei über die Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.24 zusammen mit der Messtemperatur von 300 K und einer entsprechend angepassten Konstante $C_{ob}=2,2 \cdot 10^{-23}$ in eine EL-Intensität umgerechnet. Die Konstante C wird ebenso wie die Diodenparameter als homogen über die gesamte Zellfläche angenommen und deren Einheit ist analog zur gemessenen Intensität beliebig. Die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation kann für (600, 28, 1,5) gefunden werden, wobei eine Unsicherheit von $100 \Omega/\square$ als

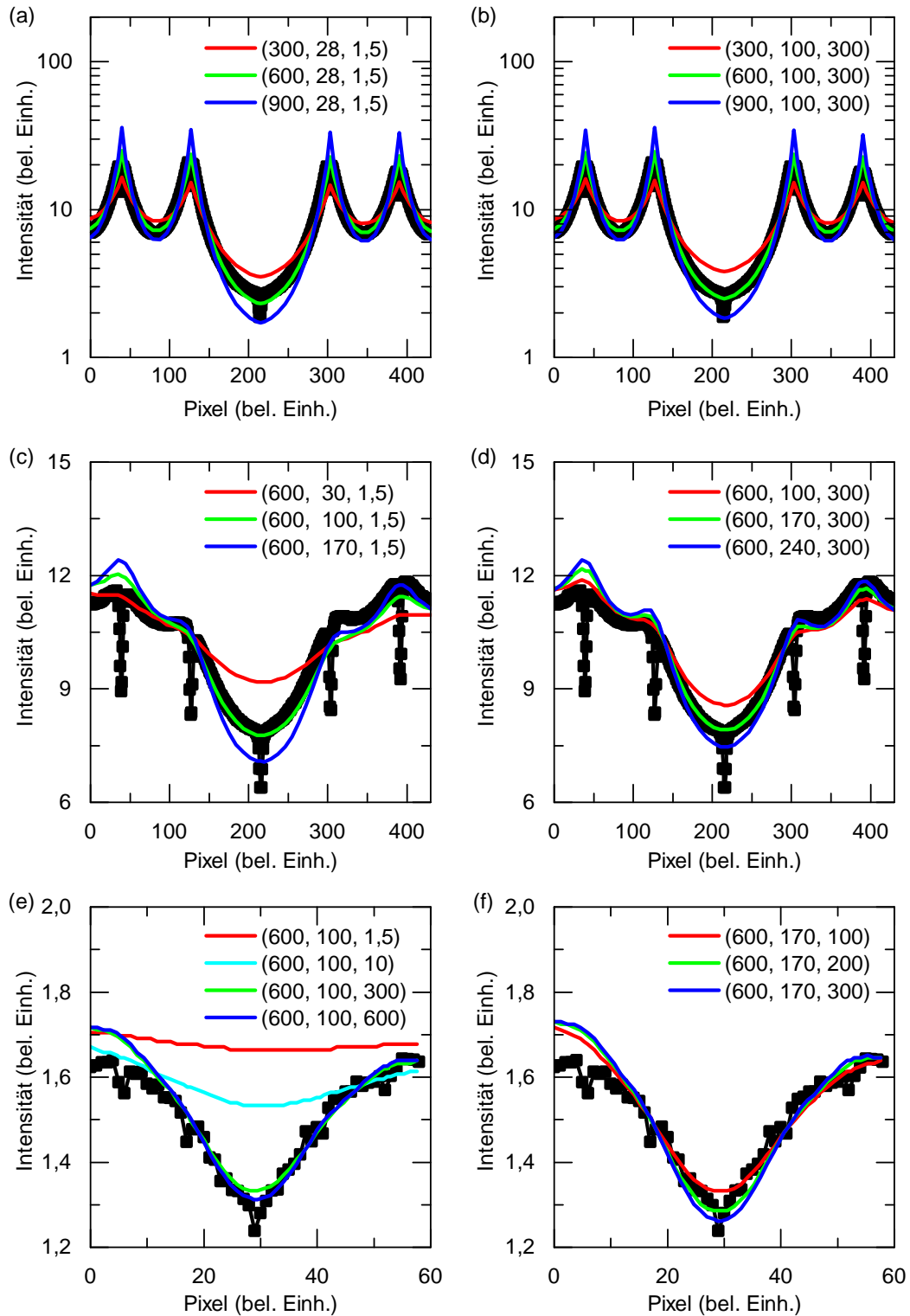


Abbildung 7.3: Gemessener EL-Intensitätsverlauf senkrecht zum gebrochenen Kontaktfinger bei einem Gesamtstrom von 1000 mA für die Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) in schwarz zusammen mit simulierten Profilen bei verschiedenen Parametersätzen ($R_{ob}(\Omega/\square)$, $R_{mit}(\Omega/\square)$, $R_{unt}(\Omega/\square)$).

realistisch anzusehen ist.

In Abbildung 7.3 (c) ist der entsprechend gemessene Intensitätsverlauf bei dem Gesamtstrom von 1000 mA für die Mittelzelle in linearer Skalierung gezeigt. Die starken schmalen Einbrüche der Intensität sind der Abschattung durch die Kontaktfinger geschuldet, welche in der Simulation jedoch nicht berücksichtigt ist. Zusammen mit dem vorab ermittelten $R_{ob}=600 \Omega/\square$ bildet der simulierte Verlauf mit $R_{mit}=100 \Omega/\square$ die Messung am besten nach. Die Unsicherheit dieses Wertes kann mit $20 \Omega/\square$ abgeschätzt werden, wobei sie sich angesichts der Unsicherheit, die bereits in R_{ob} steckt, nochmals etwas erhöht. Die dabei zur Berechnung der EL-Intensität benötigte Konstante C aus Gleichung 2.23 ist über die EQE teilzellenabhängig. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit durch die einfließende Schwarzkörperstrahlung unterscheidet sie sich für die drei Teilzellen jeweils um mehrere Größenordnungen. Für die gezeigten Mittelzellenintensitäten wurde sie zu $C_{mit}=2,55 \cdot 10^{-17}$ bestimmt.

Die Variation des Schichtwiderstands zwischen den pn-Übergängen der Mittel- und Unterzelle R_{unt} bei festen $R_{ob}=600 \Omega/\square$ und $R_{mit}=100 \Omega/\square$ zusammen mit dem gemessenen Intensitätsverlauf in der Unterzelle ist bei 1000 mA in Abbildung 7.3 (e) dargestellt. Die Konstante C_{unt} für die Unterzelle ist dabei mit $C_{unt}=8,3 \cdot 10^{-5}$ festgelegt. Im Vergleich zum ursprünglich angenommenen Wert von $1,5 \Omega/\square$ ist zu erkennen, dass der tatsächliche Wert um mehr als zwei Größenordnungen größer ist. Dies liegt in erster Linie an einer modifizierten Anwachsschicht und damit einhergehend einem niedriger dotierten Emitter in der Ge-Unterzelle. Anhand der beiden großen Schichtwiderstandswerte von $R_{unt}=300 \Omega/\square$ und $R_{unt}=600 \Omega/\square$ ist auch zu erkennen, dass sich der aus der Simulation resultierende EL-Intensitätsverlauf nur geringfügig ändert. Dies liegt einerseits daran, dass die Stromverteilung in der Mittelzelle, welche wiederum von den beiden anderen Schichtwiderständen abhängt, schon eine gewisse Vorprägung hat. Andererseits hat auch die relativ starke optische Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle einen Einfluss auf den Intensitätsverlauf in der Unterzelle. R_{unt} wird an dieser Stelle mit $R_{unt}=300 \Omega/\square$ abgeschätzt, wobei der Wert aus den oben genannten Gründen mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet ist.

Die in dieser ersten Iterationsrunde bestimmten Schichtwiderstände von (600, 100, 300) haben zwangsläufig einen Einfluss auf die gesamte Spannungsverteilung innerhalb der Zelle und beeinflussen sich damit in deren Bestimmung gegenseitig. Daher ist eine zweite Iterationsrunde sinnvoll. Abbildung 7.3 (b) zeigt dabei mit den neuen Werten hinsichtlich $R_{mit}=100 \Omega/\square$ und $R_{unt}=300 \Omega/\square$, dass der EL-Verlauf in der Oberzelle allerdings nur vernachlässigbar von den darunter liegenden Schichtwiderständen abhängt, und somit bei $R_{ob}=600 \Omega/\square$ bleibt. Anders verhält es sich bei

R_{mit} , der aufgrund des deutlich größeren R_{unt} als ursprünglich angenommen, neu angepasst werden muss. Dies ist in Abbildung 7.3 (d) zu sehen. Bei gleichbleibender Unsicherheit von etwa $20 \Omega/\square$ ergibt sich nun ein Wert von $R_{\text{mit}}=170 \Omega/\square$. Dadurch ist auch der Schichtwiderstand R_{unt} auf etwa $200 \Omega/\square$ zu reduzieren, wie dies in Abbildung 7.3 (f) dargestellt ist. Dabei wird aber auch erneut die relativ große Unsicherheit in der Bestimmung dieses Wertes deutlich.

Abbildung 7.4 zeigt die mit den endgültig bestimmten Schichtwiderständen (600, 170, 200) simulierten EL-Bilder entsprechend der gezoomten Aufnahmen aus Abbildung 7.1. Außerdem sind die sich ergebenden Intensitätsprofile aller drei Teilzellen für die Gesamtströme 1000 mA, 500 mA und 100 mA dargestellt. Qualitativ betrachtet stimmen die simulierten Bilder mit den realen Bildern aus Abbildung 7.1 überein, wobei der Aufbau des dreidimensionalen Netzwerkmodells mit verschiedenen Pixelgrößen deutlich zu erkennen ist. Der Bereich aus dem die EL-Profile extrahiert wurden ist jedoch mit der hohen Auflösung simuliert. Die Intensitätsverläufe bei den verschiedenen Gesamtströmen verdeutlichen auch, dass die Bestimmung der Schichtwiderstände sinnvollerweise bei dem größten Gesamtstrom durchgeführt wurde, da ansonsten der Einfluss in der Unterzelle noch weniger sichtbar wäre. Nichtsdestotrotz stimmt der letztendlich simulierte Verlauf auch für den halben bzw. gezehtelten Gesamtstrom gut mit der Messung überein. Obwohl die Konstanten C für alle drei Teilzellen bei dem Gesamtstrom von 1000 mA festgelegt wurden und für die geringeren Gesamtströme nicht geändert sind, stimmen alle simulierten EL-Intensitäten auch absolut überein. Dies zeigt insbesondere auch die Qualität der über optische Kopplung bestimmten J-U-Parameter aus Tabelle 7.1. Lediglich für den Gesamtstrom von 100 mA ist in der Oberzelle der simulierte EL-Intensitätsverlauf generell etwas zu hoch. Dies liegt einerseits daran, dass mit kleiner werdendem Gesamtstrom lokale Inhomogenitäten, wie Shunts, stärker ins Gewicht fallen. Andererseits spielt aber auch eine gewisse Unsicherheit im Widerstandsmodell für den Vorderseitenkontakt eine Rolle, da sich dadurch für unterschiedliche Gesamtströme die Stromverteilung über die Zellfläche wesentlich beeinflussen lässt.

Einfluss der Schichtwiderstände auf die Dunkelkennlinie

Die im Vorherigen bestimmten Schichtwiderstände bestimmen zusammen mit der Vorderseitenmetallisierung im Wesentlichen den Serienwiderstand der Solarzelle, auf den in Kapitel 8 genauer eingegangen wird. Der Einfluss des Serienwiderstands ist dabei am einfachsten an der Dunkelkennlinie zu sehen, welche in Abbildung 7.5 sowohl in halblogarithmischer als auch linearer Darstellung aufgetragen ist. Der

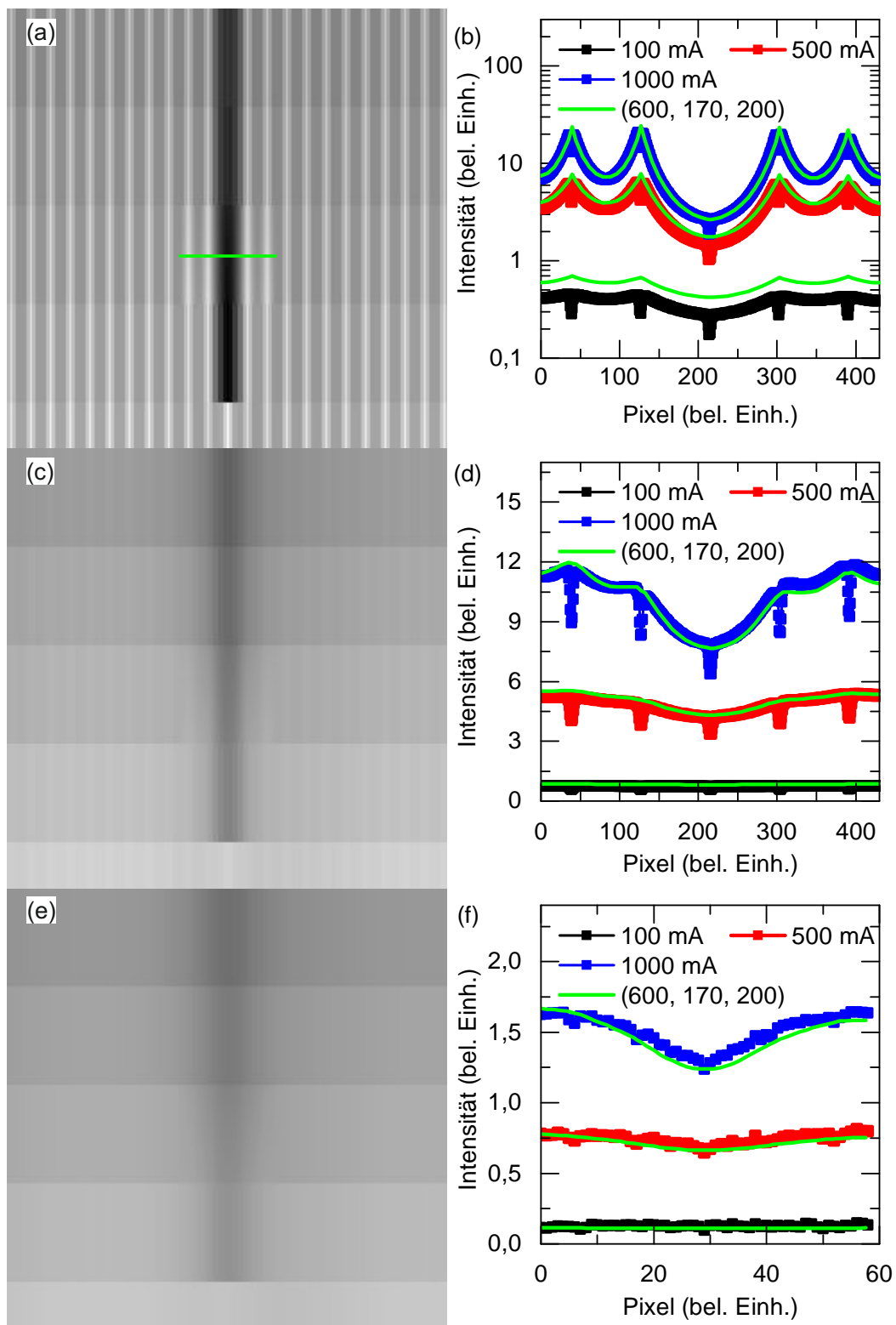


Abbildung 7.4: Simuliertes EL-Bild und die entsprechenden Intensitätsverläufe entlang der grünen Linie für verschiedene Gesamtströme mit den Schichtwiderständen (600, 170, 200) für die Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f).

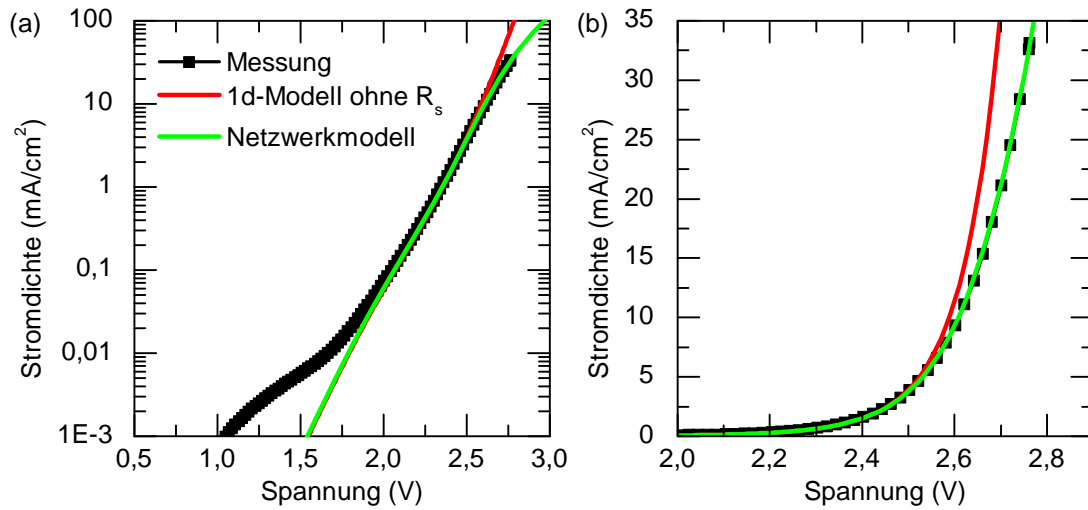


Abbildung 7.5: Dunkelkennlinie der untersuchten Zelle zusammen mit den simulierten Dunkelkennlinien aus einem ein- und dreidimensionalen SPICE-Modell in halblogarithmischer (a) und linearer (b) Darstellung.

Serienwiderstand führt bei hohen Stromdichten zu einem Abknicken des linearen Anstiegs im halblogarithmischen Diagramm, wie dies bereits in Abbildung 2.2 gezeigt wurde. Dies wird durch die ebenfalls in Abbildung 7.5 rot aufgetragene simulierte Kennlinie nach dem 1d-Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.1 nicht nachgebildet. Allerdings bestätigt sich, dass die über optische Kopplung bestimmten J-U-Parameter die restliche Kennlinie, abgesehen von Shunts bei kleinen Stromdichten, ausgezeichnet wiedergeben. Das quervernetzte SPICE-Modell aus Abbildung 7.2, das die Vorderseitenmetallisierung als auch die Schichtwiderstände realitätsnah beinhaltet, bildet die gemessene Dunkelkennlinie hinsichtlich Serienwiderstand hervorragend nach, wie dies an der grünen J-U-Kennlinie in Abbildung 7.5 sichtbar ist. Dabei ist auch zu erwähnen, dass lediglich ein gebrochener Kontaktfinger keinen relevanten Einfluss auf den Gesamtserienwiderstand der Solarzelle hat.

7.2 Shunt in der Oberzelle

7.2.1 Literaturrecherche

Die EL- und PL-Charakterisierung von Shunts in Siliziumsolarzellen ist hinsichtlich verschiedener Aspekte in einigen Veröffentlichungen bereits behandelt. Diese sollen in diesem Abschnitt kurz vorgestellt werden.

Breitenstein *et al.*

Breitenstein *et al.* haben sich mit der Detektion von verschiedenartigen Shunts in Si-Solarzellen mittels Lock-In Thermographie und Lumineszenz beschäftigt [Bre08]. Ohmsche Shunts ab einer gewissen Stärke lassen sich über ein einziges PL-Bild bereits eindeutig nachweisen. Die Detektierbarkeit hängt dabei stark von den lateralen Widerständen, sprich Emitterschichtwiderstand und Vorderseitenmetallisierung, ab. Schwache Shunts können aber mit anderen Effekten, die auch zu erniedrigter PL-Intensität führen, wie beispielsweise Korngrenzen, verwechselt werden. Daher ist die Nachweisgrenze bei monokristallinen Solarzellen besser. Bereiche mit erniedrigter Durchbruchspannung, wobei es sich überwiegend um diodenartige Shunts handelt, können übereinstimmend zur Lock-In Thermographie, welche im Rückwärtsbetrieb durchgeführt wird, über EL bei relativ großen Rückwärtsströmen lokalisiert werden.

Abbott *et al.*

Zur reinen Lokalisierung von Shunts in multikristallinen Si-Solarzellen verwenden Abbott *et al.* PL als schnellere Messmethode im Vergleich zur Lock-In Thermographie [Abb07], [Aug07]. Mit Hilfe eines Nd:YAG Lasers können die geshunteten Bereiche durch einen Graben elektrisch isoliert und somit die Effizienz der Solarzelle verbessert werden.

Kasemann *et al.*

Ein orts aufgelöstes SPICE-Modell, ähnlich zu Kapitel 5, verwenden Kasemann *et al.* zur Simulation von Shunts in Si-Einfachsolarzellen im Hinblick auf Lumineszenzcharakterisierung [Kas08]. Eine Umrechnung der berechneten Spannungsbilder in Lumineszenzbilder ist dabei für EL leichter, da im gesamten Spannungsbereich ein exponentieller Zusammenhang zwischen Spannung und EL-Intensität besteht, wohingegen bei PL die Kurzschlussintensität bei niedrigen Spannungen überlagert. Der Shunt kann dabei über den Intensitätsverlauf und das SPICE-Modell quantitativ bestimmt werden, wenn der Emitterschichtwiderstand bekannt ist und die Diodenparameter in der Umgebung des Shunts homogen sind. Der Intensitätsverlauf über den Shunt hinweg hängt dabei stark von der relativen Position zur Vorderseitenmetallisierung ab: Unter einem Kontaktfinger ist die Ausdehnung deutlich geringer als zwischen zwei Kontaktfingern. Anhand der Simulation wurde auch gezeigt, dass eine Unterscheidung von ohmschen und diodenartigen Shunts durch die Division von zwei

Spannungsprofilen bei unterschiedlichen Stromdichten und der daraus resultierenden Kurve möglich ist.

Augarten *et al.*

Augarten *et al.* haben einen Machbarkeitsnachweis zur quantitativen Bestimmung von Shunts in Si-Einfachsolarzellen über PL-Bilder unter Leerlaufbedingungen vorgestellt [Aug12]. Zuerst erfolgt eine Spannungskalibrierung über die gemessene Leerlaufspannung sowie die über die gesamte Zellfläche gemittelte PL-Intensität, wobei die Kurzschlussintensität aufgrund der Leerlaufsituation vernachlässigt wird. Damit wird an der Position des Shunts, welche durch das dunkelste Pixel gekennzeichnet ist, der Spannungsabfall über dem Shunt bestimmt. Zur Berechnung des Widerstandswertes nach dem ohmschen Gesetz muss zusätzlich noch der entsprechende Strom durch den Shunt ermittelt werden. Dieser kann unter Annahme des idealen Eindiodenmodells theoretisch über das Verhältnis der PL-Intensität mit und ohne Shunt berechnet werden. Die PL-Intensität ohne Shunt kann dabei über ein PL-Bild vor der Entstehung des Shunts bestimmt werden, falls ein derartiges Bild im Verlauf der Solarzellerfertigung existiert. Alternativ wird die Ausgangsintensität anhand von Bereichen, welche nicht durch den Shunt beeinflusst sind, abgeschätzt. Am besten funktioniert die Methode bei noch nicht fertig prozessierten Solarzellen, da bei Vorhandensein der Vorderseitenmetallisierung der Shunt von einer größeren Fläche Strom einsammeln kann und dadurch der Shuntstrom schwieriger zu ermitteln ist.

7.2.2 Lumineszenz-Bilder einer Zelle mit Shunts

Die ganzflächigen EL-Bilder bei 500 mA sowie die PL-Bilder bei ähnlichen Photoströmen aller drei Teilzellen einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ großen GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle sind in Abbildung 7.6 gezeigt. Dabei sind mehrere ausgeprägte Inhomogenitäten zu erkennen. Einerseits zeigen die PL-Bilder in der Mitte der Zelle einen relativ großflächigen dunkleren Bereich, der möglicherweise aus einer erhöhten Störstellenkonzentration resultiert. Die Ober- und Mittelzelle sind dabei gleichermaßen betroffen. Die Unterzelle weist im PL-Bild allerdings nur eine kleine dunklere Stelle auf, wohingegen im EL-Bild aufgrund der elektrischen Kopplung ein Bereich mit erhöhter EL-Intensität auftritt. Des Weiteren sind in der linken Zelhälfte vier lokalisierte und unterschiedlich starke Shunts in der Mittelzelle zu erkennen, welche im EL-Bild der Oberzelle, wiederum aufgrund der elektrischen Kopplung, zu hellen Punkten

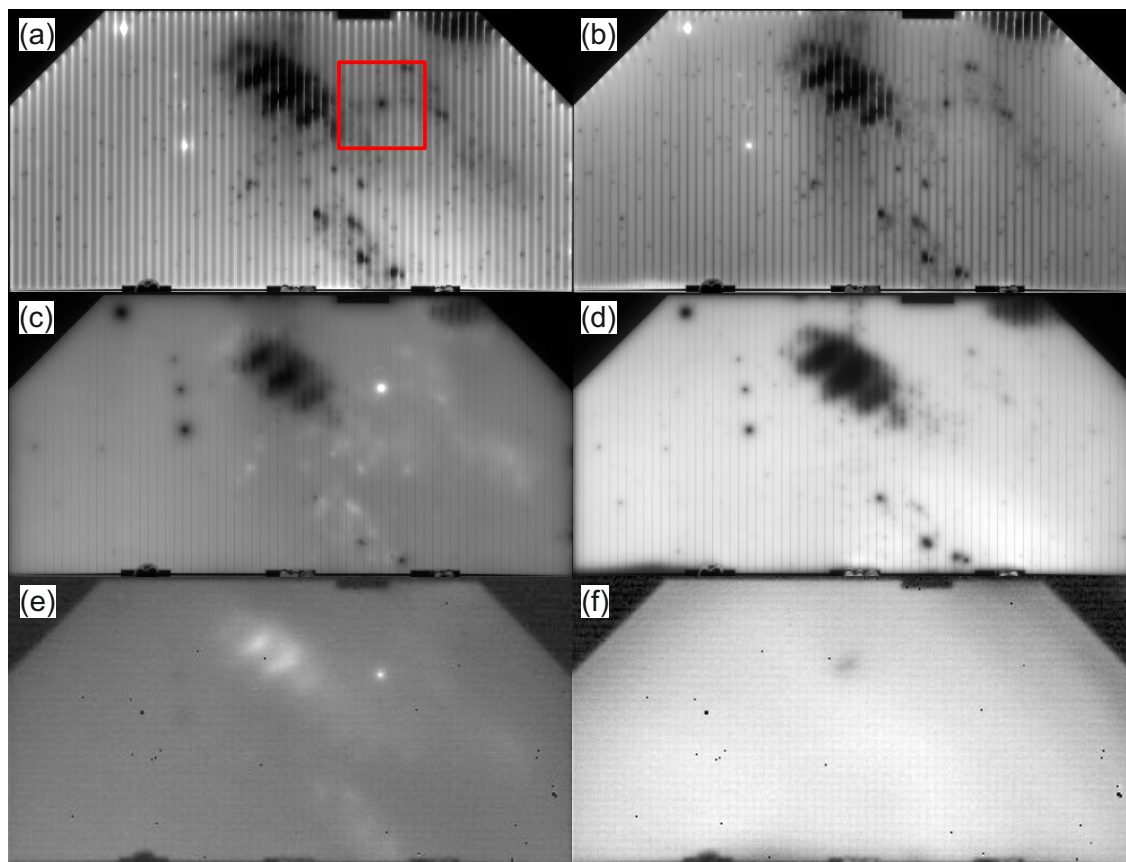


Abbildung 7.6: Ganzflächige EL- und PL-Bilder der Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit zahlreichen Inhomogenitäten. Insbesondere besitzt sie einen ausgeprägten Shunt in der Oberzelle, welcher sich im Zentrum des roten Quadrats befindet. Die EL-Bilder sind bei einem Gesamtstrom von 500 mA aufgenommen und die PL-Bilder bei ähnlichen Photoströmen von 447 mA für die Oberzelle, 495 mA für die Mittelzelle und 720 mA für die Unterzelle.

führen. Die optische Kopplung führt zusätzlich dazu, dass diese auch im PL-Bild der Oberzelle als helle Punkte erscheinen. Sie bewirkt, dass bei reiner Oberzellen-PL auch die Mittel- und Unterzelle, wenn auch deutlich geringer, optisch angeregt sind. Dadurch fließen auch in der Mittelzelle laterale Ausgleichsströme, da die Shunts als Stromsenke fungieren. Dies hat letztendlich einen Einfluss auf die Potentialverteilung in der Oberzelle und führt an der Position der Mittelzellen-Shunts zu den erhöhten PL-Intensitäten der Oberzelle.

Im nachfolgenden befasst sich dieses Kapitel allerdings im Wesentlichen mit dem Shunt in der Oberzelle, der durch das rote Quadrat markiert ist. Der entsprechende Ausschnitt ist mit gezoomter Kameraeinstellung für alle sechs Bilder in Abbildung

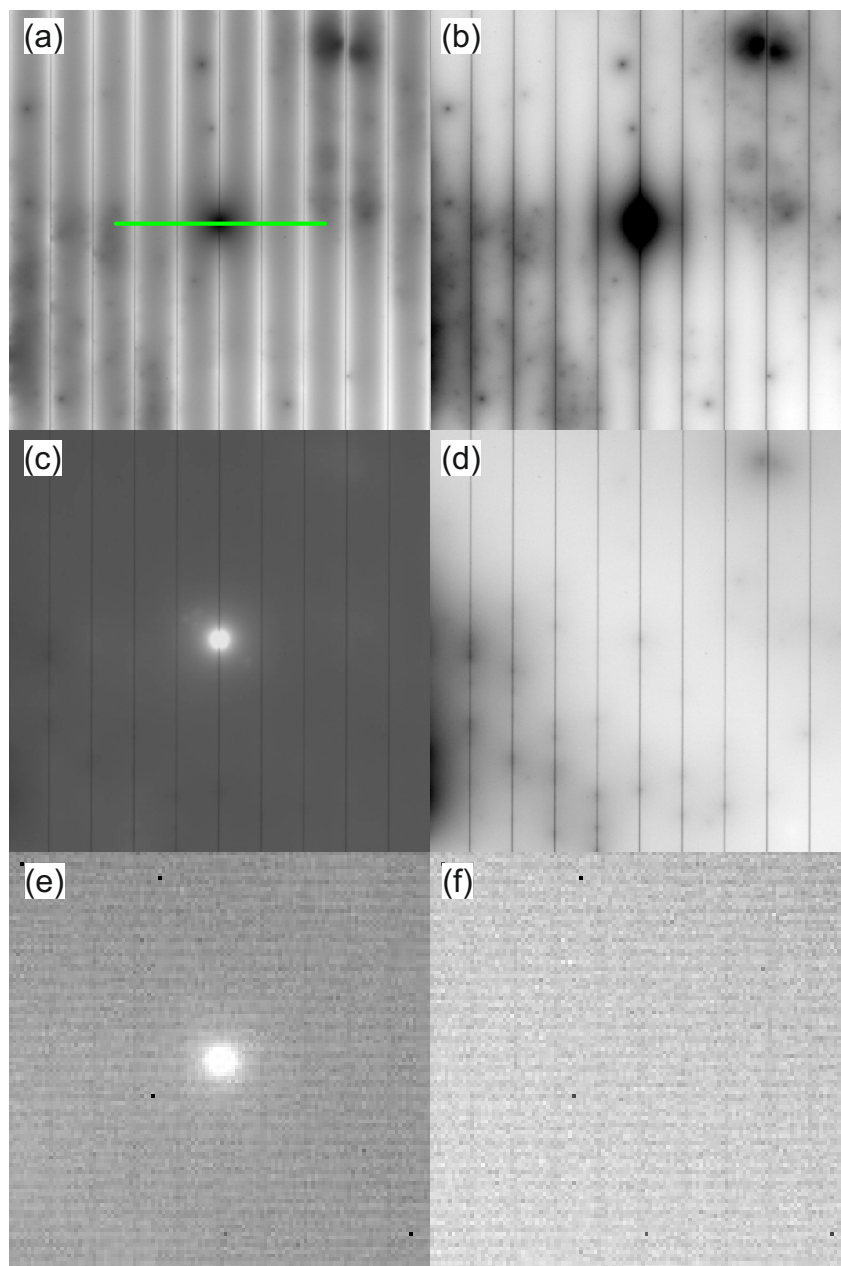


Abbildung 7.7: Gezoomte EL- und PL-Bilder des in Abbildung 7.6 rot eingezeichneten Quadrats mit identischer Anregung.

7.7 zeigt. Der Shunt führt lokal zu einer erniedrigten Spannung, was sowohl im EL- als auch im PL-Bild zu einem dunklen Punkt führt. Die aufgrund der konstanten Gesamtspannung im Falle von EL zusätzlich lokal erhöhte Stromdichte an der Position des Shunts, führt zu einer lokal höheren Spannung in der Mittel- und Unterzelle, da diese an der Stelle nicht geshuntet sind, wie in den entsprechend homogenen PL-Bildern (d) und (f) zu sehen ist. Dadurch ergeben sich die sehr hellen Punkte in der Mittel- und Unterzelle.

7.2.3 SPICE Modell mit Shunt in der Oberzelle

Zur Simulation des Shunts in der Oberzelle der in Abbildung 7.6 gezeigten Solarzelle wird bei dem quervernetzten SPICE-Modell aus Kapitel 5 an der entsprechenden Stelle bei einem Pixel ein ohmscher Widerstand parallel zu den beiden Oberzellendioden geschaltet, wie dies im Ersatzschaltbild in Abbildung 7.8 zu sehen ist. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist im Ersatzschaltbild jeweils nur eine Diode aus dem Zweidiodenmodell dargestellt.

Die J-U-Parameter der drei Teilzellen für das SPICE-Modell wurden wiederum

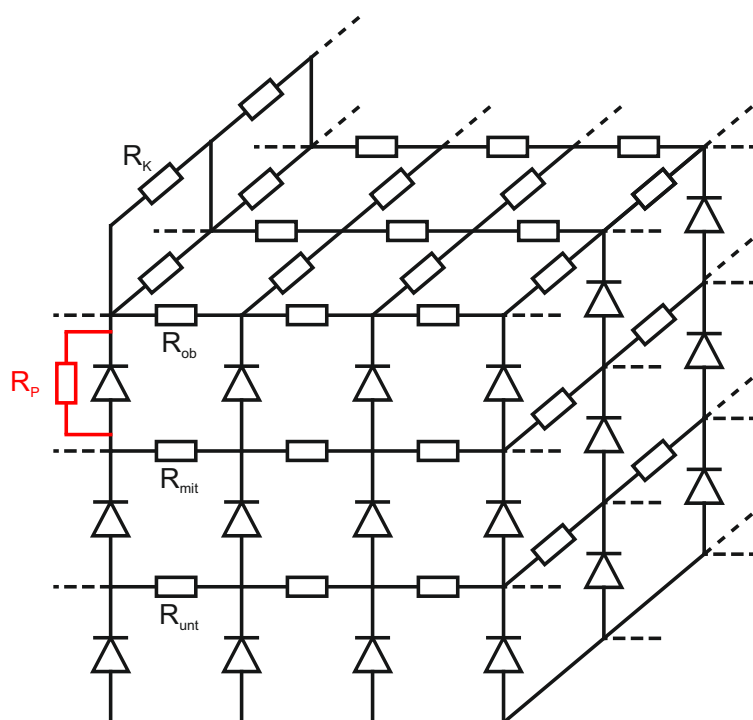


Abbildung 7.8: Ausschnitt des quervernetzten Netzwerkmodells einer Dreifachso-larzelle mit einem Shunt in der Oberzelle.

nach der in Kapitel 6 eingeführten Methode bestimmt, und sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Sie werden homogen über die gesamte Zellfläche verwendet. Da es sich prinzipiell um die selbe Art von Dreifachso-larzellen handelt, werden außerdem die im vorherigen Abschnitt bestimmten Schichtwiderstände übernommen.

7.2.4 Bestimmung des Shuntwiderstands

Theoretisch können die EL-Bilder aller drei Teilzellen, sowie das PL-Bild der Oberzelle zur Bestimmung des Shuntwiderstands verwendet werden. Das PL-Bild hat

Teilzelle	Kopplungseffizienz	J_{01} (mA/cm ²)	J_{02} (mA/cm ²)	R_{Schicht} (Ω/\square)
Oberzelle	$\eta_{\text{om}}=0,043$	$2,4 \cdot 10^{-23}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$	600
Mittelzelle	$\eta_{\text{mu}}=0,487$	$7,8 \cdot 10^{-17}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	170
Untierzelle	-	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	200

Tabelle 7.2: Zusammenfassung aller Parameter für das SPICE-Modell der Dreifach-solarzelle mit Shunt in der Oberzelle aus Abbildung 7.6.

aber den Nachteil, dass ein entsprechendes Kurzschlussbild abgezogen werden muss, damit die exponentielle Abhängigkeit zwischen Spannung und Lumineszenzintensität im gesamten Spannungsbereich gilt. Bei Mehrfach-solarzellen bringt dieses Kurzschlussbild aber theoretische und experimentelle Schwierigkeiten mit sich, wie dies in Abschnitt 4.2.4 beschrieben ist. Daher ist eine Ermittlung von R_P über die EL-Bilder vorzuziehen [Kas08]. Die Intensitätsprofile aller drei Teilzellen entlang der in Abbildung 7.7 (a) eingezeichneten grünen Line bei jeweiligen Gesamtströmen von 100 mA, 500 mA und 1000 mA sind in Abbildung 7.9 (b), (d) und (f) gezeigt. Bei den Kurven der Mittelzelle sind dabei die Peakspitzen abgeschnitten, da der Kame-rasensor dabei in Sättigung war. Für den Gesamtstrom von 1000 mA sind außerdem nach dem SPICE-Netzwerkmodell simulierte Profile für Shuntwerte von 600 Ω , 800 Ω und 1000 Ω eingetragen. Die zur Umrechnung der simulierten Spannungsverläufe in Lumineszenzintensitäten benötigten Konstanten C wurden an die gewählten Kame-raeinstellungen angepasst und zu $C_{\text{ob}}=1,5 \cdot 10^{-23}$, $C_{\text{mit}}=5,5 \cdot 10^{-19}$ und $C_{\text{unt}}=1,2 \cdot 10^{-4}$ bestimmt. Die stärkste Variation des simulierten Intensitätsverlaufs ist dabei für die Unterzelle, gefolgt von der Oberzelle, zu sehen. Die Unterzellen-EL zeigt bei einem Shuntwiderstand von 800 Ω die beste Übereinstimmung mit der Messung, wohingegen die Oberzellen-EL tendentiell auf größere Werte deutet. Anhand der Mittelzellen-EL kann in diesem Variationsbereich keine Aussage getroffen werden. Letztendlich wird ein Shuntwiderstand von 800 Ω mit einer Unsicherheit von 200 Ω angenommen. Die relativ große Unsicherheit resultiert im Wesentlichen aus der großen Anzahl an Parametern für das SPICE-Modell, die alle einen Einfluss auf das Ergebnis haben: J-U-Parameter aller Teilzellen, Schichtwiderstände, örtliche Homogenität aller Parameter sowie der Vorderseitenkontakt. In Abbildung 7.9 (a), (c) und (e) sind für den Shuntwiderstand von 800 Ω auch die simulierten EL-Bilder mit einem Gesamtstrom von 500 mA entsprechend den gemessenen Bildern aus Abbildung 7.7 dargestellt. Sie zeigen qualitativ eine sehr gute Übereinstimmung. Auch die quantitativen EL-Profile für 500 mA und 100 mA stimmen in Abbildung 7.9 (b) und (d) zumindest mit der Ober- und Mittelzelle gut überein. Für die Unterzelle in Abbildung 7.9 (f) zeigt sich in der Simulation für kleiner werdende Gesamtströme hingegen ein weniger

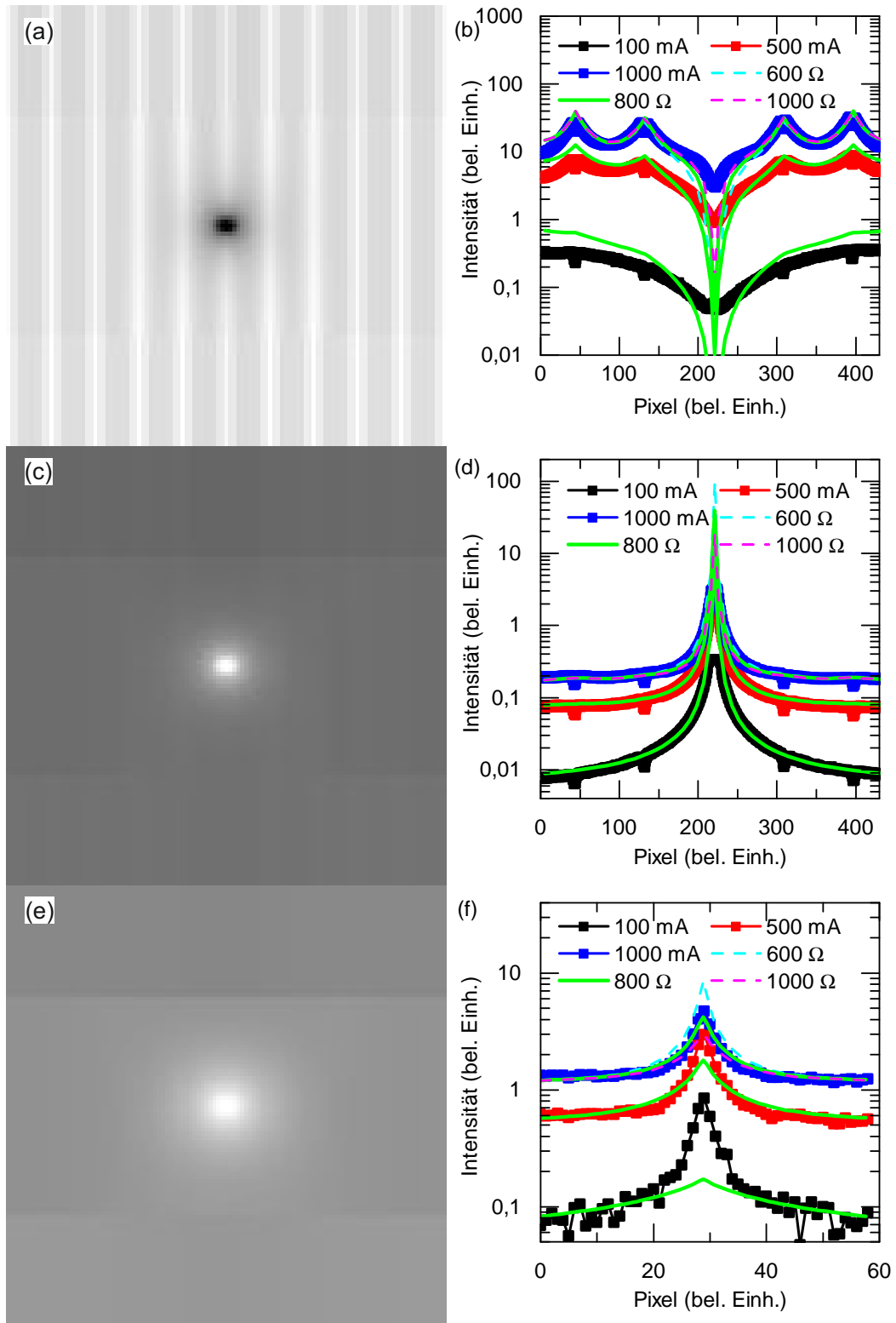


Abbildung 7.9: Simuliertes EL-Bild für einen Gesamtstrom von 500 mA sowie die gemessenen und simulierten EL-Intensitätsprofile für die Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) bei einem Shuntwiderstand von 800 Ω.

stark ausgeprägter heller Punkt, was möglicherweise für eine gewisse Unsicherheit im Schichtwiderstand zwischen Mittel- und Unterzelle spricht. Außerhalb des Shunts zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erneut die hohe Qualität der bestimmten J-U-Parameter aus Tabelle 7.2, trotz des Vorhandenseins von Shunts in der Ober- und Mittelzelle.

In Abbildung 7.10 ist das simulierte PL-Bild der Oberzelle mit einem Gesamtphoto-strom von 447 mA sowie die gemessenen und simulierten PL-Profile für verschiedene Anregungsintensitäten mit einem Shuntwiderstand von 800Ω gezeigt. Qualitativ wird

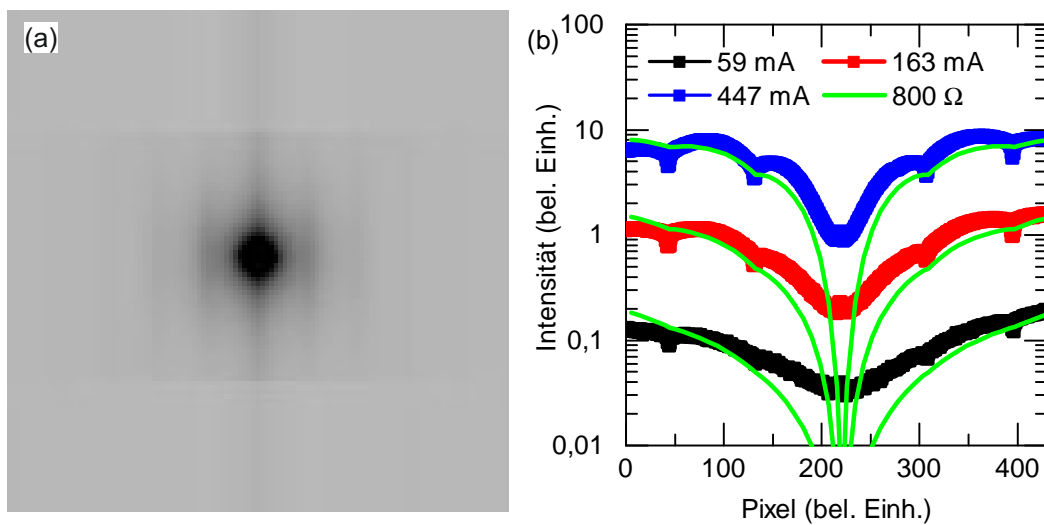


Abbildung 7.10: Simuliertes PL-Bild für einen Gesamtphoto-strom von 447 mA (a) sowie die gemessenen und simulierten PL-Intensitätsprofile (b) für die Oberzelle bei einem Shuntwiderstand von 800Ω .

das gemessene PL-Bild aus Abbildung 7.7 (b) ausgezeichnet nachgebildet, insbesondere auch die etwas dunkleren Kontaktfingerabschnitte der zum Shunt benachbarten Kontaktfinger. Auch der quantitative PL-Intensitätsverlauf durch den Oberzellenshunt wird gut nachgebildet. Die Konstante C_{ob} ist dabei nicht verändert, sondern von der vorherigen Festlegung anhand des EL-Bildes bei 1000 mA übernommen. Die gemessenen Werte sind aber dementsprechend um das jeweilige Kurzschlussbild korrigiert. An der unmittelbaren Position des Shunts weist die Simulation deutlich geringere Intensitäten als die Messung auf, was an einem nicht perfekten Kurzschlussbild liegen kann. Insgesamt sind die simulierten Kurven generell etwas zu niedrig, was an der leichten Inhomogenität des anregenden LED-Arrays liegt. Die Photo-stromdichte von 447 mA kann nur als Gesamtstrom gemessen werden und wird in der Simulation als homogen angenommen. Tatsächlich ist die Anregungsintensität

in der Mitte, wo auch der Shunt liegt, etwas höher und zum Zellrand hin dafür etwas geringer.

7.2.5 Simulierte J-U-Kennlinie mit Shunt

Der Einfluss von Shunts ist neben den Lumineszenzbildern auch stark im niedrigen Stromdichtebereich der Dunkelkennlinie zu sehen. In Abbildung 7.11 ist die entsprechende Dunkelkennlinie, der in diesem Abschnitt behandelten Zelle, in schwarz zusammen mit verschiedenen simulierten Kennlinien in halblogarithmischer Darstellung aufgetragen. Die rote Kennlinie, welche mit dem eindimensionalen Modell ohne

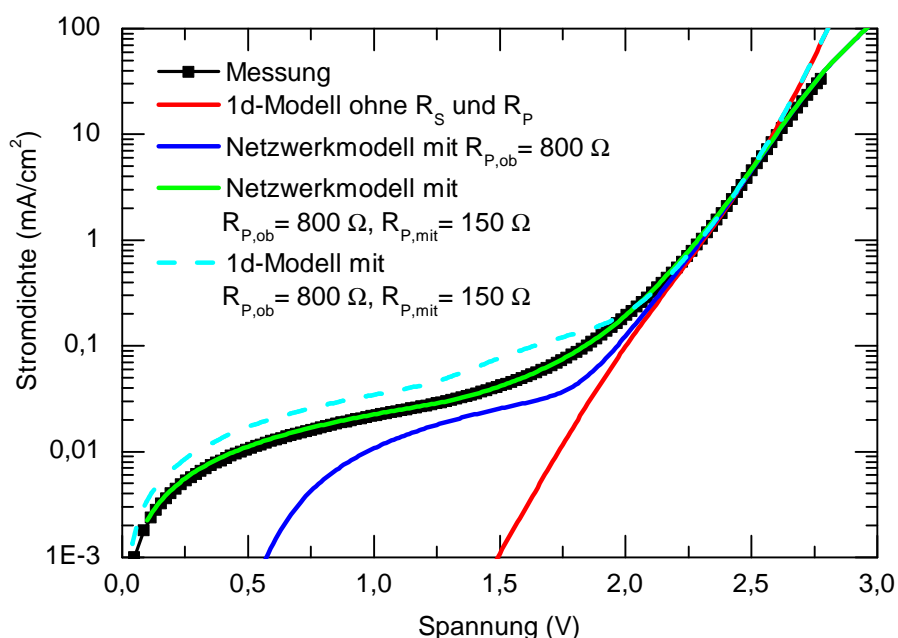


Abbildung 7.11: Dunkelkennlinie der untersuchten Zelle mit Shunts zusammen mit den simulierten Dunkelkennlinien aus dem ein- und dreidimensionalen SPICE-Modell.

jegliche Widerstände simuliert wurde, zeigt im Spannungsbereich, der weder von den Shunts noch vom Serienwiderstand bestimmt ist, dass die verwendeten J-U-Parameter die Dunkelkennlinie prinzipiell gut nachbilden. Das dreidimensionale Netzwerkmodell inklusive dem 800 Ω Shunt in der Oberzelle resultiert in der blauen Kennlinie, welche wie im vorherigen Abschnitt bereits gezeigt, den Serienwiderstand ausgezeichnet widerspiegelt, aber der von Shunts dominierte Bereich stimmt nicht mit der Messung überein. Dies liegt an der Tatsache, dass sich über die gesamte Zellfläche verteilt mehrere Shunts befinden, wie dies in Abbildung 7.6 zu sehen ist. Neben dem genauer

untersuchten Shunt in der Oberzelle, zeigen insbesondere die lokalisierten Shunts in der Mittelzelle auch einen Einfluss auf die Dunkelkennlinie. Exemplarisch wurde an der Stelle des stärksten Mittelzellenshunts in der linken oberen Ecke zusätzlich ein Parallelwiderstand von $150\ \Omega$ angenommen. Die entsprechende Dunkelkennlinie, welche in grün gezeigt ist, bildet die Messung hervorragend nach. Als Ergänzung ist in Abbildung 7.11 zusätzlich die türkis gestrichelte Kurve dargestellt, welche mit dem eindimensionalen Modell, aber identischen Shuntwiderständen generiert wurde. Es ist im shuntdominierten Bereich eine erhebliche Diskrepanz zur Messung bzw. dem dreidimensionalen Netzwerkmodell zu erkennen. Dies zeigt den Einfluss der starken Lokalisierung und der letztendlichen Position derartiger Shunts und macht es daher beispielsweise unmöglich, die exakten Shuntwiderstände über ein einfaches Ersatzschaltbild an die gemessene Dunkelkennlinie anzufitten.

Kapitel 8

Ortsaufgelöste

Serienwiderstandsbestimmung

Als weiterer Hauptbestandteil dieser Arbeit wird in diesem Kapitel eine lumineszenzbasierte Bestimmung des lokalen Serienwiderstandes der GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle vorgestellt. Nach einer Motivation dieses Themas in Abschnitt 8.1 werden anschließend in Abschnitt 8.2 auf die Definition der Messgröße lokaler Serienwiderstand eingegangen und die wichtigsten Literaturquellen vorgestellt. Abschnitt 8.3 vertieft die Eigenschaften des lokalen Serienwiderstandes im Hinblick auf Mehrfach-solarzellen, ehe in Abschnitt 8.4 die entsprechende Theorie zur lumineszenzbasierten Messung eingeführt wird. In Abschnitt 8.5 wird diese auf eine oberzellenlimitierte und eine mittelzellenlimitierte Beleuchtungssituation experimentell angewendet.

8.1 Motivation

Der Serienwiderstand ist ganz allgemein ein Verlustmechanismus, der hauptsächlich den Füllfaktor und damit den Wirkungsgrad einer Solarzelle verschlechtert [Wür00]. Er lässt sich allerdings in einer realen Solarzelle nie vollständig vermeiden, da alle Materialien, sowohl die Halbleiter als auch die Kontaktmetalle, einen elektrischen Widerstand aufweisen. Der Widerstand der Halbleiterschichten ist im Wesentlichen durch deren Dotierung bestimmt, welche auf eine generelle Optimierung der Solarzellparameter, wie beispielsweise die Minoritätsladungsträgerdiffusionslänge, angepasst wird. Bei allen vorder- und rückseitenkontaktierten Solarzellen, wie dies bei den in dieser Arbeit verwendeten Zelltypen ausschließlich der Fall ist, ist der ohmsche Widerstand der vollflächigen Rückseitenmetallisierung absolut vernachlässigbar. Beim Frontkontakt muss allerdings ein Kompromiss gefunden werden, der das Optimum

aus minimalem Serienwiderstand und minimaler Abschattung von aktiver Zellfläche bildet. Dadurch ergibt sich auch eine spezielle Geometrie, wie sie in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt ist. Insbesondere der trapezförmige Kontaktfinger ist auf die Tatsache optimiert, dass im Solarzellbetrieb der extrahierte Strom im Kontaktfinger mit abnehmendem Abstand zum Sammelbalken immer größer wird, wie dies in Abbildung 8.1 prinzipiell gezeigt ist. Aufgrund der Geometrie des Frontkontaktes

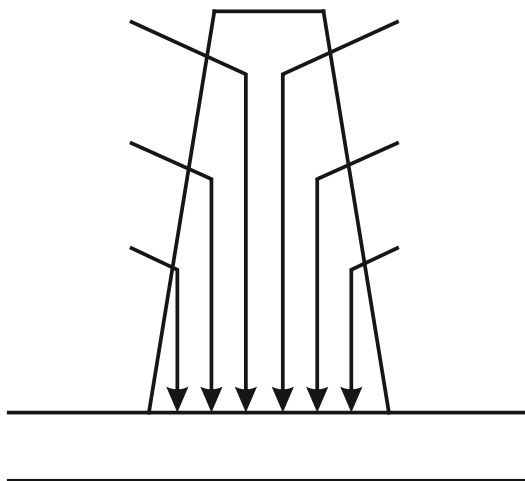


Abbildung 8.1: Stromverteilung im trapezförmigen Kontaktfinger im Solarzellbetrieb.

variiert der Serienwiderstand selbst bei einer idealen Solarzelle mit der Position auf der Zelle und ist daher prädestiniert für eine ortsaufauflösende Charakterisierung, wie sie die bildgebende Lumineszenzmessung ermöglicht. Wie sensitiv die lokale Lumineszenzintensität auf örtlich begrenzte Serienwiderstandsunterschiede reagieren kann, ist am Beispiel des Oberzellen-EL-Bildes in Abbildung 4.9 (a) zu sehen, wo ein Kontaktfinger durchtrennt ist.

Eine Methode zur Vermessung des ortsaufgelösten Serienwiderstandes hat prinzipiell zwei Absichten: Einerseits kann sie zur Optimierung des Vorderseitenkontaktes verwendet werden und andererseits kann der Einfluss von Effekten wie der unterbrochene Kontaktfinger quantitativ bestimmt werden. Diesbezüglich die wohl erste Messmethode wurde 2002 von van der Heide *et al.* vorgestellt [Hei02]. Das als Corescanner bezeichnete Verfahren ist in Abbildung 8.2 schematisch dargestellt. Dabei wird die beleuchtete Solarzelle an den externen Kontakten kurzgeschlossen und mit einer Nadel die Zelloberfläche abgerastert. Der lokale Serienwiderstand wird schließlich aus der Spannung U_{xy} zwischen dem externen Kontakt und der Nadelposition sowie

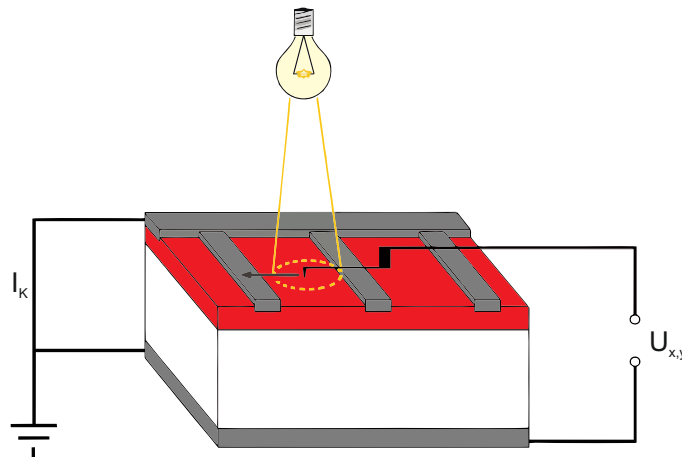


Abbildung 8.2: Prinzipieller Aufbau des CoreScanners [Dyc12].

dem Kurzschlussstrom I_K und der Zellfläche A berechnet:

$$R_{s,xy} = \frac{U_{xy}}{I_K} \cdot A. \quad (8.1)$$

Ein großer Nachteil dieser Methode besteht allerdings darin, dass die Zelle anschließend zerkratzt ist und daher nicht mehr verwendet werden kann. Außerdem liegt die typische Messdauer im Bereich einer knappen Stunde.

Sogar mehrere Stunden dauert die Messung des lokalen Serienwiderstandes mit Hilfe der CELLO-Methode [Car03]. Dabei wird die Solarzelle einerseits ganzflächig homogen beleuchtet und zusätzlich mit einem intensitätsmodulierten Laserstrahl von etwa $100 \mu\text{m}$ Durchmesser abgerastert. Anhand der dadurch modulierten Strom- und Spannungswerte der Gesamtzelle können verschiedene Solarzellparameter ortsaufgelöst berechnet werden. Der lokale Serienwiderstand von Solarzellen kann außerdem über Lock-In Thermographie gemessen werden [Bre05]. Über die letzten Jahre haben sich dann zahlreiche unterschiedliche lumineszenzbasierte Messverfahren zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstands auf Si-Einfachsolarzellen etabliert [Mic08]. Diese sind zerstörungsfrei und können aufgrund der schnellen Messdauer von wenigen Sekunden als Inline-Prozesskontrolle verwendet werden. Die Wichtigsten werden in Abschnitt 8.2.2 kurz vorgestellt.

Für $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As}/\text{Ge}$ -Dreifachsolarzellen ist eine lumineszenzbasierte Methode zur ortsaufgelösten Bestimmung des Serienwiderstands ebenfalls von großer Wichtigkeit. Insbesondere auch für Konzentratoranwendungen mit sehr großen Stromdichten ist ein detailliertes Verständnis des Serienwiderstandes von Vorteil.

8.2 Lokaler Serienwiderstand $R_{s,xy}$

Wird bei einer Solarzelle von einem Serienwiderstand gesprochen, ist damit üblicherweise der globale Serienwiderstand gemeint, dessen Einfluss beispielsweise an der Dunkelkennlinie in Abbildung 2.2 (b) zu sehen ist. Es gibt zahlreiche verschiedene Methoden um den globalen Serienwiderstand zu bestimmen [Pys07]. Der globale Serienwiderstand hat aufgrund der komplexen Zusammensetzung allerdings keinen eindeutigen Wert, sondern hängt vielmehr von verschiedenen Einflüssen wie Stromdichte und Dunkel- oder Hellkennlinie ab [Ara86], [Abe93]. Neben der Motivation im vorherigen Abschnitt ist auch deshalb der lokale Serienwiderstand mit wachsender Zellgröße oder Stromdichte von großem Interesse.

8.2.1 Definition

Der lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ ist für gewöhnlich über den Spannungsabfall ΔU_{xy} von einem Punkt xy auf der Zellfläche zum externen Kontakt und der lokalen Stromdichte J_{xy} an dieser Position definiert:

$$R_{s,xy} = \frac{\Delta U_{xy}}{J_{xy}}. \quad (8.2)$$

Die physikalische Einheit von $R_{s,xy}$ in Ωcm^2 deutet bereits darauf hin, dass es sich dabei nicht um einen klassischen ohmschen Widerstand handelt. Der große Vorteil dieser Definition liegt darin, dass der lokale Serienwiderstand damit unabhängig von der Zellfläche ist. Dadurch können verschiedene Zellgrößen miteinander verglichen werden und auch die quantitativen Ergebnisse einer ortsaufgelösten $R_{s,xy}$ -Messung sind unabhängig von der Größe der Teilstücke, sprich der Pixelgröße, bei Lumineszenzbildern. Bei Solarzellen ist es vielmehr generell üblich mit flächennormierten Größen, wie beispielsweise der Photostromdichte, zu arbeiten, da bei einer festen Sonnenintensität rein die Zellgröße über die Stromstärke und Leistung entscheidet [Kam10].

8.2.2 Literaturrecherche

Aufgrund der zerstörungsfreien und schnellen Messtechnik haben sich mit dem beginnenden Durchbruch der Lumineszenzcharakterisierung von Solarzellen verschiedene

Methoden zur Vermessung von $R_{s,xy}$ auf Si-Einfachsolarzellen entwickelt. Die Wichtigsten davon sollen hier in chronologischer Reihenfolge kurz vorgestellt werden.

Trupke *et al.*

Die erste quantitative $R_{s,xy}$ -Vermessung mittels bildgebender Photolumineszenzcharakterisierung haben Trupke *et al.* 2007 vorgestellt [Tru07a], [Pin07]. Die Spannungsdifferenz ΔU_{xy} wird dabei mit Hilfe von Gleichung 2.24 berechnet:

$$\Delta U_{xy} = U - \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\Phi_{xy}}{C_{xy}} \right) \quad (8.3)$$

wobei U der Spannung am externen Kontakt entspricht und alle PL-Intensitäten Φ_{xy} um das jeweilige Kurzschlussbild korrigiert sind. Die lokale Konstante C_{xy} wird über ein U_L -Bild bei geringer Anregungsintensität bestimmt, wobei angenommen wird, dass unter diesen Bedingungen über die gesamte Zellfläche die identische Leerlaufspannung vorherrscht, nämlich die extern messbare Spannung. Für diese Kalibrierung ist eine kleine Anregungsintensität vorteilhaft, da dadurch nur geringe laterale Ausgleichsströme fließen. Zur Bestimmung der lokalen Stromdichte J_{xy} wird das ideale Eindiodenmodell nach Gleichung 2.10 verwendet:

$$J_{xy} = J_{Ph} - J_0 \cdot e^{\frac{eU_{xy}}{kT}} = J_{Ph} - J_0 \cdot \frac{\Phi_{xy}}{C_{xy}} \quad (8.4)$$

wobei die Photostromdichte J_{Ph} und die Sättigungssperrstromdichte J_0 als lateral homogen angenommen werden. J_0 wird außerdem über die Kurzschlussstromdichte und Leerlaufspannung der Gesamtzelle bestimmt.

Ramspeck *et al.*

Eine Kombination aus Elektrolumineszenz und dunkel-Lock-In Thermographie nutzen Ramspeck *et al.* zur Ermittlung des lokalen Serienwiderstandes [Ram07]. Die Spannungsinformation kommt analog zu Trupke *et al.* aus Gleichung 8.3, wobei reine EL-Bilder verwendet werden. Die Konstante C_{xy} wird dementsprechend bei möglichst kleinem Injektionsstrom bestimmt, um einen Widerstandsverlust vernachlässigen zu können. Die lokale Stromdichte wird anhand eines dunkel-Lock-In Thermographie-Bildes bestimmt, welches eigentlich die Information über die lokal dissipierte Leistungsdichte P_{xy} beinhaltet. Mit Hilfe der über EL bestimmten

Diodenspannung U_{xy} kann damit J_{xy} berechnet werden:

$$J_{xy} = \frac{P_{xy}}{U_{xy}} = \frac{eP_{xy}}{kT \cdot \ln(\Phi_{xy}/C_{xy})}. \quad (8.5)$$

Hinken *et al.*

Ausschließlich auf Elektrolumineszenz beruht die Methode von Hinken *et al.* [Hin07]. Zu der lokalen Serienschaltung aus idealer Diode und Serienwiderstand wird von Hinken *et al.* zusätzlich ein lokaler Shunt R_p parallel zur Diode berücksichtigt. Nach der integralen Reziprozitätsrelation aus Gleichung 2.24 und der idealen Shockley-Gleichung 2.7 ergibt sich für die externe Spannung:

$$U = \frac{kT}{e} \left(1 + \frac{R_{s,xy}}{R_{p,xy}} \right) \ln \left(\frac{\Phi_{xy}}{C_{xy}} \right) + R_{s,xy} J_{0,xy} \frac{\Phi_{xy}}{C_{xy}}. \quad (8.6)$$

Neben der absoluten EL-Intensität Φ_{xy} wird außerdem deren Ableitung Φ'_{xy} nach der externen Spannung U bestimmt:

$$\Phi'_{xy} = \frac{\Delta\Phi_{xy}}{\Delta U}. \quad (8.7)$$

Dazu wird neben der EL-Messung bei U auch bei $U - \Delta U/2$ sowie $U + \Delta U/2$ ein EL-Bild aufgenommen und mit obiger Gleichung die Ableitung berechnet. Durch die Ableitung von Gleichung 8.6 nach der externen Spannung ergibt sich zwischen Φ'_{xy} und $\frac{kT}{e} \cdot \frac{\Phi'_{xy}}{\Phi_{xy}}$ ein linearer Zusammenhang:

$$\frac{kT}{e} \cdot \frac{\Phi'_{xy}}{\Phi_{xy}} = b - m \cdot \Phi_{xy} \quad (8.8)$$

wobei $b = (1 + R_{s,xy}/R_{p,xy})^{-1}$ und $m = bR_{s,xy}J_{0,xy}/C_{xy}$ an die Messwerte angefügt werden. Mit Hilfe der Fitparameter ergibt sich schließlich für den lokalen Serienwiderstand:

$$R_{s,xy} = -\frac{C_{xy}}{J_{0,xy}} \cdot \frac{m}{b}. \quad (8.9)$$

Der Faktor $C_{xy}/J_{0,xy}$ wird als konstant angenommen und über die gemittelte Gesamtstromdichte J durch die Zelle bestimmt:

$$\frac{C_{xy}}{J_{0,xy}} = \frac{\sum \Phi_{xy}}{J}. \quad (8.10)$$

Kampwerth *et al.*

Lumineszenzbilder unter externer Beleuchtung mit zusätzlich angelegter Spannung verwendet Kampwerth *et al.* [Kam08]. Da es sich dabei weder um reine PL noch EL handelt, wird in diesem Zusammenhang schlicht von Lumineszenz gesprochen. Für eine beleuchtete Solarzelle gilt mit Hilfe des Superpositionsprinzips für den lokalen Serienwiderstand:

$$R_{s,xy} = \frac{U - U_{xy}}{J_{dunkel,xy} - J_{Ph}} = \frac{\Delta U - \Delta U_{xy}}{\Delta J_{dunkel,xy} - \Delta J_{Ph}}. \quad (8.11)$$

Die Δ 's beschreiben dabei die Differenz zwischen zwei Beleuchtungsintensitäten A und B und damit zwei unterschiedlichen Photostromdichten, welche als lokal homogen angenommen werden. Der Übergang zu den Differenzen ist dabei ein rein mathematischer Zusammenhang. Nach einem Lumineszenzbild unter Beleuchtung A und externer Spannung U_A kann über die Lumineszenzintensität Φ_{xy} unter Beleuchtung B eine externe Spannung U_B gefunden werden, bei welcher die lokale Diodenspannung U_{xy} für die beiden Zustände A und B identisch ist, da Φ_{xy} über die Reziprozitätsrelation direkt mit U_{xy} verknüpft ist. Für eine identische Diodenspannung ist aber auch die Dunkelstromdichte $J_{dunkel,xy}$ identisch und Gleichung 8.11 vereinfacht sich erheblich:

$$R_{s,xy} = - \left. \frac{\Delta U}{\Delta J_{Ph}} \right|_{\Delta U_{xy}=0}. \quad (8.12)$$

Die externe Spannung U sowie die als homogen angenommene Photostromdichte sind experimentell einfach zugänglich. Allerdings ist die externe Spannung U_B für jede Position auf der Zelle individuell anzupassen, was zeitlich gesehen nahezu unmöglich ist. Daher werden unter Beleuchtung B mehrere Bilder bei verschiedenen Spannungen aufgenommen und die individuelle Spannung für jedes Pixel wird über eine Interpolation ermittelt.

Die in den nachfolgenden Abschnitten eingeführte lokale Serienwiderstandsbestimmung auf Dreifachsolarzellen beruht maßgeblich auf den Grundlagen dieser Methode.

Haunschild *et al.*

Mit lediglich zwei EL-Bildern kommt die Methode von Haunschild *et al.* aus [Hau09]. Das erste EL-Bild bei möglichst kleinem Strom dient äquivalent zu Ramspeck *et al.* zur

Bestimmung des lokalen Kalibrierfaktors C_{xy} . Damit kann bei einem zweiten EL-Bild bei erhöhtem Strom die lokale Diodenspannung und somit der Spannungsabfall am Serienwiderstand, welcher die Differenz zur externen Spannung darstellt, berechnet werden. Zur Bestimmung des lokalen Stromes wird wie bei Fuyuki *et al.* [Fuy05] angenommen, dass die EL-Intensität des Kalibrierbildes, welches eine homogene Spannungsverteilung über die Zellfläche annimmt, proportional zur Diffusionslänge und mit Gleichung 2.8 damit invers proportional zur Sättigungssperrstromdichte $J_{0,xy}$ ist:

$$J_{0,xy} = \frac{f}{C_{xy}}. \quad (8.13)$$

Zusammen mit der idealen Eindiodengleichung mit $n=1$, welche für Siliziumsolarzellen angenommen werden kann, ergibt sich für den lokalen Serienwiderstand:

$$R_{s,xy} = \frac{U - \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{\Phi_{xy}}{C_{xy}}\right)}{\frac{f\Phi_{xy}}{C_{xy}^2}}. \quad (8.14)$$

Der Proportionalitätsfaktor f wird unter der Annahme ermittelt, dass der arithmetische Mittelwert des lokalen Serienwiderstandes dem globalen Serienwiderstand R_s entspricht:

$$R_s = \frac{1}{N} \sum_{xy=0}^N R_{s,xy}(f). \quad (8.15)$$

Glatthaar *et al.*

Eine weitere Methode zur Bestimmung von $R_{s,xy}$, die zugleich auch den Sättigungssperrstrom $J_{0,xy}$ liefert, wurde von Glatthaar *et al.* vorgestellt [Gla10b]. Mit der Annahme des idealen Eindiodenmodells ergibt sich unter Beleuchtung äquivalent zu Kampwerth *et al.*:

$$R_{s,xy} = \frac{U - U_{xy}}{J_{0,xy} e^{\frac{eU_{xy}}{kT}} - J_{Ph}}. \quad (8.16)$$

Analog zu Trupke *et al.* wird ein Kalibrierbild bei kleiner Beleuchtungsintensität aufgenommen und anschließend bei stärkerer Beleuchtung bei zwei verschiedenen externen Spannungen damit die lokale Spannung bestimmt. Mit der Annahme einer homogenen Photostromdichte, welche über den Kurzschlussstrom bestimmt werden kann, lassen sich mit den zwei generierten Spannungsbildern die zwei Unbekannten $R_{s,xy}$ und $J_{0,xy}$ aus Gleichung 8.16 für jede Position berechnen.

Breitenstein *et al.*

Ähnlich zu Haunschild *et al.* beruht die Methode von Breitenstein *et al.* auf der Annahme des idealen Eindiodenmodells, der Fuyuki-Bedingung aus Gleichung 8.13 und zwei EL-Bildern [Bre10]. Anstelle eines Kalibrierbildes bei geringer Stromdichte, welches ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweist, werden allerdings beide EL-Bilder bei Spannungen aufgenommen, die einen Einfluss des lokalen Serienwiderstandes haben. Über einen iterativen Prozess werden beide Bilder an Gleichung 8.14 angepasst. Angefangen bei der Annäherung von $R_{s,xy} = 0$ wird aus dem ersten Bild ein $J_{0,xy}$ berechnet und damit aus dem zweiten Bild ein lokaler Serienwiderstand ermittelt. Mit diesem Widerstandswert wird die reine Diodenspannung für das erste Bild bestimmt und damit ein neues $J_{0,xy}$. Diese Iterationsschleife wird typischerweise 10-20 mal durchlaufen um schließlich ein Ergebnisbild für den lokalen Serienwiderstand und für die lokale Sättigungssperrstromdichte zu erhalten. Die Konstante f wird äquivalent zu Haunschild *et al.* derart gewählt, dass der mittlere lokale Serienwiderstand dem globalen Serienwiderstand entspricht.

Kasemann *et al.*

Eine absolut kontaktlose, dafür aber nicht-quantitative Methode zur Charakterisierung des lokalen Serienwiderstandes wurde von Kasemann *et al.* vorgestellt [Kas12]. Dabei werden PL-Bilder mit teilweiser Abschattung der Zelle aufgenommen. Durch die Abschattung werden laterale Ströme verursacht, wodurch eine Sensitivität gegenüber Serienwiderstandseffekten erreicht wird. Über den Vergleich zu einer ganzflächigen PL-Aufnahme kann für jede Zellposition mittels Gleichung 4.5 eine Spannungsdifferenz zwischen der teilweise abgeschatteten und ganzflächigen Anregung berechnet werden, die mit dem lokalen Serienwiderstand korreliert ist. Da jedoch keine Aussage über die lokale Stromdichte gemacht werden kann, handelt es sich dabei allerdings nur um einen qualitativen Verlauf von $R_{s,xy}$.

8.3 Einflüsse auf $R_{s,xy}$ einer Mehrfachzelle

Der Serienwiderstand einer Mehrfachsolarzelle setzt sich ganz allgemein aus verschiedenen Komponenten zusammen. Es sind dies der metallische Vorder- und Rückseitenkontakt sowie der entsprechende Kontaktwiderstand am Übergang zum Halbleitermaterial, die Leitfähigkeiten aller Halbleiterschichten und explizit der

ohmsche Widerstand der Tunnelioden. Die beiden dominierenden Bestandteile des Serienwiderstands einer typischen GaInP/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle sind der Vorderseitenkontakt und der laterale Schichtwiderstand oberhalb des Oberzellen-pn-Übergangs, welcher im vorherigen Kapitel mit R_{ob} bezeichnet wurde [Nis06].

Der lokale Serienwiderstand in seiner Definition aus Gleichung 8.2 ist bereits für Einfachsolarzellen aufgrund der Quervernetzung und der damit verbundenen gegenseitigen Beeinflussung benachbarter Zellpositionen von der Stromverteilung bzw. der externen Spannung abhängig [Mic08]. Eine ähnliche Abhängigkeit ist auch für Mehrfachsolarzellen zu erwarten. Zusätzlich ist noch der Einfluss verschiedener Limitierungen zu analysieren. In diesem Zusammenhang werden im Folgenden sowohl ober- als auch mittelzelllimitierte Verhältnisse untersucht. Auf eine vertiefte Studie von unterzellenlimitierten Beleuchtungsbedingungen wird verzichtet, da diese für die GaInP/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle unter keinen realistischen Umständen eintreten.

8.3.1 Simulation der grundlegenden Eigenschaften von $R_{s,xy}$

Um die grundlegenden Eigenschaften des lokalen Serienwiderstands von Mehrfachsolarzellen zu studieren, bietet sich die Simulation mit quervernetzten SPICE-Modellen, wie sie in Kapitel 5 beschrieben wurden, an. Die beiden wesentlichen Bestandteile des lokalen Serienwiderstands, der Vorderseitenkontakt und der Oberzellenschichtwiderstand, weisen einen um mehrere Größenordnungen unterschiedlichen Schichtwiderstand auf. Daher kann das Verhalten von $R_{s,xy}$ parallel und senkrecht zum Kontaktfinger in guter Näherung unabhängig voneinander analysiert werden. Dementsprechend wird an dieser Stelle zur einfacheren Verständlichkeit lediglich ein zweidimensionaler Schnitt des dreidimensionalen Netzwerkmodells aus Abbildung 5.2 zur Simulation verwendet. Um deutliche lokale Unterschiede zu sehen, bietet sich dabei wieder ein Schnitt senkrecht zu den Kontaktfingern mit einem zusätzlich unterbrochenem Kontaktfinger, wie zur Bestimmung der Schichtwiderstände in Abschnitt 7.1, an. Als Simulationsmodell wird daher im Prinzip ein Schnitt entlang der grünen Linie in Abbildung 7.4(a) gewählt, wie dies in Abbildung 8.3 dargestellt ist. Dabei wird aber nur der Bereich zwischen den beiden intakten Kontaktfingern simuliert und der Einfachheit halber, das kleinere Pixel unter dem nicht vorhandenen Kontaktfinger weggelassen, sodass es sich um 20 gleich große Pixel mit jeweils $120 \times 120 \mu\text{m}^2$ handelt. Die beiden äußersten Pixel, die auf der realen Zelle an einen Kontaktfinger angrenzen, sind in diesem Fall über R_{ob} direkt mit der externen Spannungsquelle verbunden. Zur einfacheren Darstellung ist erneut nur eine Diode des verwendeten Zweiodenmodells

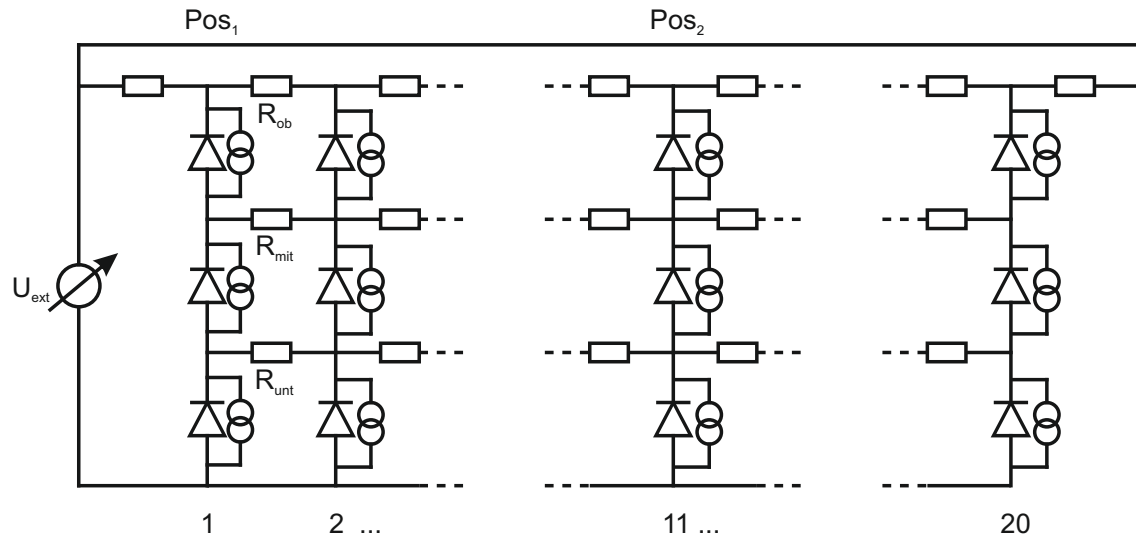


Abbildung 8.3: Zweidimensionaler Schnitt durch das dreidimensionale Netzwerkmodell zur vereinfachten Simulation des lokalen Serienwiderstands.

gezeigt. Die Diodenparameter wurden nach der in Kapitel 6 vorgestellten Methode an der im Folgenden untersuchten Solarzelle vor der Elektronenbestrahlung bestimmt und sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Die Schichtwiderstände R_{ob} , R_{mit} und R_{unt} werden wiederum aus Abschnitt 7.1 übernommen, da es sich um den gleichen Solarzellentyp handelt.

Teilzelle	Kopplungseffizienz	J_{01} (mA/cm ²)	J_{02} (mA/cm ²)	$R_{Schicht}$ (Ω/\square)
Oberzelle	$\eta_{om}=0,010$	$1,6 \cdot 10^{-22}$	$4,0 \cdot 10^{-11}$	600
Mittelzelle	$\eta_{mu}=0,574$	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$8,9 \cdot 10^{-9}$	170
Untierzelle	-	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	200

Tabelle 8.1: Zusammenfassung aller Parameter für die SPICE-Modelle der Dreifachsolarzelle zur Simulation des lokalen Serienwiderstands.

Oberzellenlimitierte Simulation

Eine naheliegende oberzellenlimitierte Beleuchtungssituation stellen die Weltraumbedingungen mit dem entsprechendem AM0-Spektrum dar. Die dabei typischerweise bei GaInP/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen generierten Photostromdichten von $J_{Ph,ob}=16,7$ mA/cm², $J_{Ph,mit}=17,6$ mA/cm² und $J_{Ph,unt}=33,1$ mA/cm² werden aus Gründen der kompakteren Darstellung, wie nachfolgend auch andere Beleuchtungsbedingungen, als Zahlentriple ($J_{Ph,ob}$ (mA/cm²); $J_{Ph,mit}$ (mA/cm²); $J_{Ph,unt}$ (mA/cm²))=(16,7; 17,6; 33,1) geschrieben. In Abbildung 8.4 ist für die zwei extremen Positionen

direkt neben dem Kontaktfinger (Pos1) und in der Mitte zwischen den Kontaktfingern (Pos2) aus Abbildung 8.3 der lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ nach der Definition aus Gleichung 8.2 in Abhängigkeit von der externen Spannung für verschiedene oberzellenlimitierte Beleuchtungsbedingungen dargestellt. Die zur Berechnung von $R_{s,xy}$

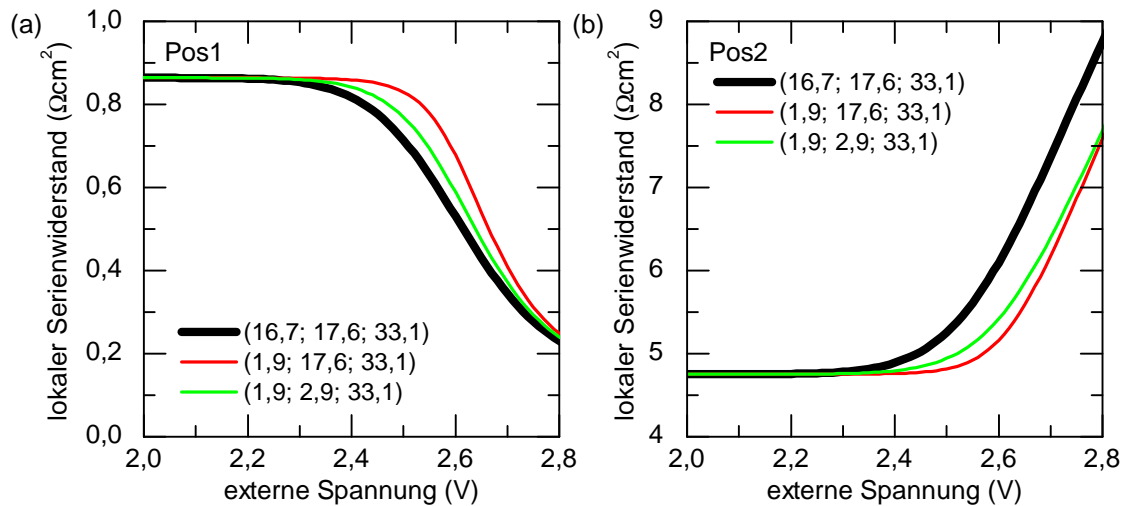


Abbildung 8.4: Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für verschiedene oberzellenlimitierte Beleuchtungen.

benötigte Spannungsdifferenz ΔV_{xy} kann über die entsprechende Potentialdifferenz an den jeweiligen Knotenpunkten ermittelt werden und die lokale Stromdichte $J_{x,y}$ wird über die Summe aus den zwei Oberzellidiodenströmen an der Position xy und der Oberzellenphotostromdichte bestimmt. Dabei ist anzumerken, dass der lokale Serienwiderstand keine additive Größe ist und daher die Absolutwerte nicht mit den nachfolgend gemessenen Werten auf einer realen, dreidimensionalen Solarzelle verglichen werden können.

Bis zu einer externen Spannung von etwa 2,4 V ist der lokale Serienwiderstand für beide Positionen konstant. In diesem Bereich verhalten sich die einzelnen Pixel wie ideale Stromquellen, limitiert durch die Oberzelle, die unabhängig von der Spannung sind. In diesem Fall kann der lokale Serienwiderstand somit ausschließlich über die Geometrie und die physikalischen Werte der Schichtwiderstände sowie des Vorderseitenkontakts berechnet werden. Der lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ verhält sich damit wie ein rein ohmscher Widerstand der nicht von der angelegten Spannung abhängt. Letztendlich kann das quervernetzte Modell in einzelne Pixel mit individuellen Serienwiderständen entkoppelt werden.

Für größer werdende externe Spannungen gilt diese Entkopplung nicht mehr, da

die exponentielle Strom-Spannungskennlinie der Dioden zur Geltung kommt. Dadurch wird $R_{s,xy}$ spannungsabhängig, wie dies in Abbildung 8.4 zu sehen ist. Für die deutlich stärkere Oberzellenlimitierung mit (1,9; 17,6; 33,1) im Gegensatz zum AM0-Äquivalent mit (16,7; 17,6; 33,1) beginnt die Spannungsabhängigkeit etwas später, da extern ein insgesamt geringer Strom fließt und dadurch die Entkopplung länger möglich ist. Bei einer zeitgleichen identischen Reduzierung der Mittelzellbeleuchtung mit (1,9; 2,9; 33,1) setzt das spannungsabhängige Verhalten von $R_{s,xy}$ hingegen wieder bei einer geringfügig kleineren Spannung ein, da in diesem Fall die Spannung an der Mittelzelle, welche bei einer Oberzellenlimitierung allgemein nur einem Spannungsoffset entspricht, reduziert ist.

Ziel einer jeden Methode zur Bestimmung eines aussagekräftigen lokalen Serienwiderstands ist es, den spannungs- und beleuchtungsunabhängigen Wert bei kleineren Spannungen zu ermitteln. Für lumineszenzbasierte Messmethoden stellt dies aufgrund der Tatsache, dass eine gewisse externe Spannung benötigt wird, um genügend Signal zu bekommen, im Gegensatz zum Corescanner, welcher wie in Abschnitt 8.1 beschrieben per Definition im Kurzschlussbetrieb der Solarzelle arbeitet, eine Herausforderung dar. Dieser gesuchte spannungsunabhängige lokale Serienwiderstand wird nachfolgend als $R_{s,xy}^{0V}$ bezeichnet.

Mittelzellenlimitierte Simulation

Neben der Spannungsabhängigkeit des lokalen Serienwiderstands, der auch bei Einfachsolarzellen festzustellen ist, gibt es bei Mehrfachsolarzellen zusätzlich noch den Einflussfaktor, welche Teilzelle den Gesamtphotostrom limitiert. Für die in dieser Arbeit untersuchten GaInP/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen tritt beispielsweise nach mehrjähriger Bestrahlung im Weltraum eine Mittelzellenlimitierung auf, da diese stärker degradiert als die Oberzelle. Deshalb ist in Abbildung 8.5 für eine fiktive Beleuchtungssituation von (16,7; 13,4; 33,1), was einer Mittelzelllimitierung um 20 % entspricht, $R_{s,xy}$ ebenfalls in Abhängigkeit von der externen Spannung aufgetragen. Dabei sind erneut die beiden in Abbildung 8.3 gekennzeichneten Positionen simuliert. Bei einem nicht-entkoppelten Netzwerkmodell, wie dies der Realität entspricht, stellt sich dabei die Frage, was die lokale Stromdichte J_{xy} zur Berechnung des lokalen Serienwiderstands ist. In Abbildung 8.5 sind beide denkbaren Definitionen aufgetragen: die schwarze Linie entspricht der Berechnung mit der lokalen Stromdichte in der Oberzelle $J_{ob,xy}$ und die rote Linie die Berechnung über den lokalen Strom der limitierenden Teilzelle, also $J_{mit,xy}$. Beide Varianten unterscheiden sich sowohl quantitativ im spannungsunabhängigen Teil, als auch qualitativ im höheren Spannungsbereich.

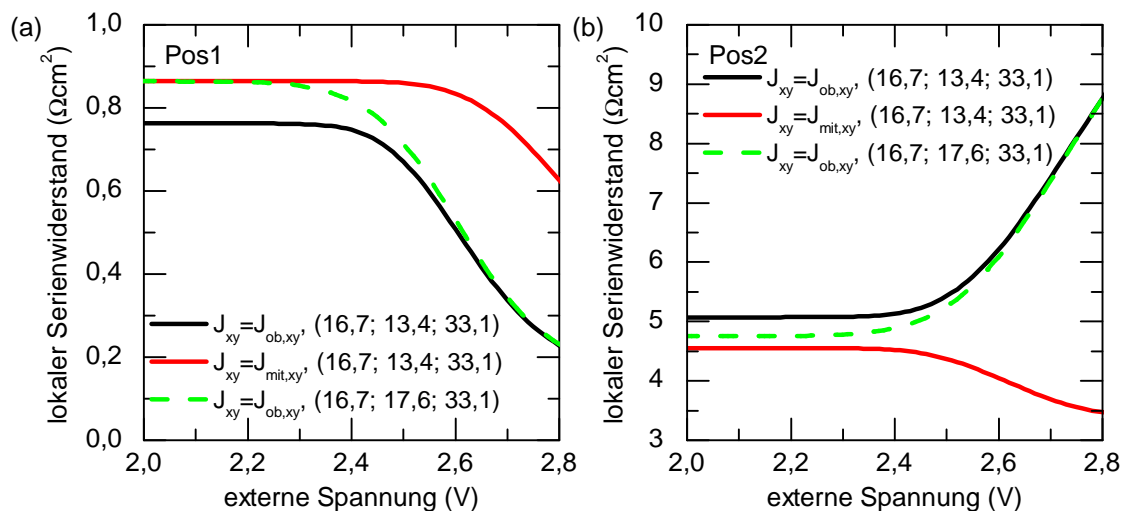


Abbildung 8.5: Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für eine mittelzellenlimitierte Beleuchtung (16,7; 13,4; 33,1).

Da der Serienwiderstand, wie eingangs dieses Abschnitts erwähnt, im Wesentlichen vom Schichtwiderstand oberhalb der Oberzelle und dem Vorderseitenkontakt abhängt, ist die Definition der lokalen Stromdichte über $J_{ob,xy}$ auch im Falle einer Mittelzellenlimitierung sinnvoll und wird im Folgenden ausschließlich verwendet. Zum Vergleich sind in Abbildung 8.5 auch die beiden Kurven aus Abbildung 8.4 für die Oberzellenlimitierung unter AM0-Bedingungen grün gestrichelt dargestellt. Für hohe Spannungen ist der lokale Serienwiderstand unabhängig von der Mittelzellenbeleuchtung und ausschließlich durch die J-U-Kennlinien der Teilzellen sowie die Oberzellenbeleuchtung bestimmt. Für den spannungsunabhängigen Wert, der das Ziel einer ortsaufgelösten Messung ist, erhöht sich der lokale Serienwiderstand für Pos2, was der Position zwischen den externen Kontakten entspricht, und erniedrigt sich im Gegensatz dazu für Pos1 direkt neben dem externen Kontakt. Diese Veränderung von $R_{s,xy}^{0V}$ ist der Tatsache geschuldet, dass es bei einer Mittelzellenlimitierung für den lateralen Stromfluss zu den externen Kontakten einen zusätzlichen Strompfad über den Schichtwiderstand R_{mit} zwischen Ober- und Mittelzelle gibt. Für Pos2 bedeutet dies, dass bei einer Mittelzellenlimitierung sowohl ΔV_{xy} als auch J_{xy} kleiner werden, die Reduzierung der Stromdichte allerdings überwiegt und somit insgesamt $R_{s,xy}$ ansteigt. Für die oberzellenlimitierte Situation ist der Stromfluss hingegen ausschließlich über R_{ob} möglich. Dieser zusätzliche Strompfad ist einerseits von der Stärke der Limitierung und andererseits in geringfügigerem Maße vom Verhältnis von R_{ob} zu R_{mit} abhängig, wie dies in Abbildung 8.6 zu sehen ist. Je stärker die

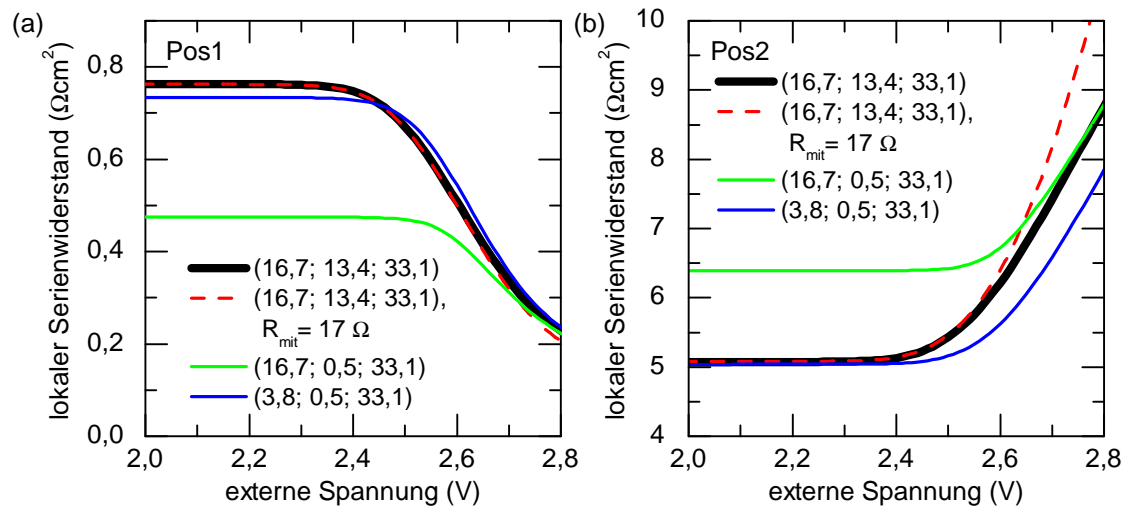


Abbildung 8.6: Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für verschiedene mittelzellenlimitierte Beleuchtungen mit dem normalen Schichtwiderstand $R_{mid}=170\Omega$ (durchgezogene Kurven) und einen erniedrigten Schichtwiderstand von $R_{mid}=17\Omega$ (gestrichelte Kurve).

Limitierung ist, umso mehr Strom kann über R_{mit} quer und anschließend dennoch durch die Oberzelle an Pos1 fließen. Dementsprechend erniedrigt sich der lokale Serienwiderstand bei Pos1 und erhöht sich bei Pos2 für eine stärkere Mittelzellenlimitierung mit $(16,7; 0,5; 33,1)$ im Gegensatz zur 20% Limitierung bei $(16,7; 13,4; 33,1)$ deutlich. Der spannungsabhängige Teil ist wie bereits oben erwähnt, allerdings nur von der Beleuchtung der Oberzelle abhängig. Dafür zeigen die ebenfalls in Abbildung 8.6 gezeigten Kurven für den lokalen Serienwiderstand bei einer Beleuchtung von $(16,7; 13,4; 33,1)$ mit einem theoretisch um einen Faktor 10 reduzierten R_{mit} , dass sich der spannungsabhängige $R_{s,xy}$ ändert, da sich in diesem Fall im exponentiellen Bereich der Kennlinie eine andere Stromverteilung einstellt. Der Unterschied des spannungsunabhängigen Wertes ist dagegen $<1\%$ und daher in der Abbildung 8.6 nicht auflösbar. Für eine reale Zelle, die nicht nur aus 20 Pixeln besteht, kann der Einfluss allerdings größer sein.

8.4 Lumineszenzbasierte Theorie zur Bestimmung von $R_{s,xy}$

Der in den vorherigen Abschnitten beschriebene lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ und dabei insbesondere der spannungsunabhängige Wert $R_{s,xy}^{0V}$ soll mittels Lumineszenzbildern bestimmt werden. Die nachfolgend erarbeitete Theorie dazu beruht auf der Methode nach Kampwerth *et al.* [Kam08], welche in Abschnitt 8.2.2 bereits kurz für eine Einfachszelle vorgestellt wurde.

Das aus Gründen der Übersichtlichkeit auf ein Pixel reduzierte Ersatzschaltbild mit den relevanten Parametern zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstands ist in Abbildung 8.7 dargestellt. Basierend auf der Definition aus Gleichung 8.2 kann der

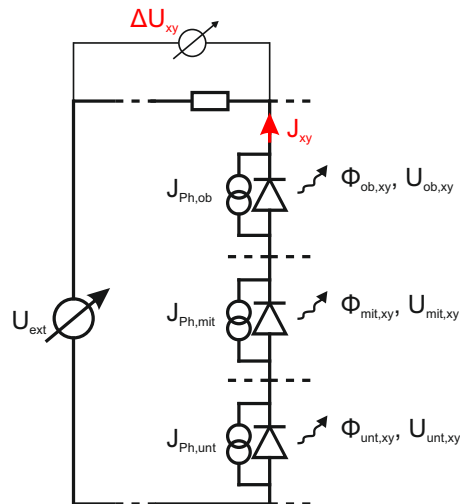


Abbildung 8.7: Ersatzschaltbild eines Pixels mit den relevanten Größen zur Bestimmung von $R_{s,xy}$.

lokale Serienwiderstand einer Dreifachszelle nach den Kirchhoff'schen Regeln folgendermaßen berechnet werden:

$$R_{s,xy} = \frac{U_{ext} - U_{ob,xy} - U_{mit,xy} - U_{unt,xy}}{J_{xy}}. \quad (8.17)$$

Die Spannung U_{ext} kann dabei einfach an den externen Kontakten gemessen werden. Eine Information bezüglich der lokalen Teilzellspannungen liefert die integrale Reziprozitätsrelation nach Gleichung 2.24 mittels der Lumineszenzbilder bei den jeweils vorliegenden äußeren Spannungs- und Beleuchtungsbedingungen. Wie aus dem vorherigen Abschnitt bereits abgeleitet werden kann, sind möglichst kleine Messspannungen zu verwenden, um den spannungsunabhängigen lokalen Serienwiderstand

$R_{s,xy}^{0V}$ zu bestimmen. Daher kann in diesem Kapitel die Kurzschlussintensität Φ_K nicht vernachlässigt werden. Allerdings werden in der praktischen Ausführung die gemessenen Lumineszenzbilder unmittelbar durch entsprechende Kurzschlussbilder korrigiert, wie dies später im experimentellen Teil gezeigt wird. Daher kann hier in der theoretischen Betrachtung auf Φ_K verzichtet werden und für den Zusammenhang zwischen Lumineszenzintensität Φ und lokaler Spannung gilt nach Gleichung 2.24:

$$\Phi_{i,xy} = C_{i,xy} e^{\frac{eU_{i,xy}}{kT}} \quad \text{mit } i = \text{ob, mit, unt} \quad (8.18)$$

wobei die Konstante C aus Gleichung 2.23 zur Verallgemeinerung auch als ortsabhängig angenommen ist.

Die lokale Stromdichte J_{xy} ist, wie im vorherigen Abschnitt definiert, unabhängig von der Limitierung durch den örtlichen Strom in der Oberzelle bestimmt. Unter Beleuchtung gilt dabei nach dem Superpositionsprinzip:

$$J_{xy} = J_{dunkel,ob,xy} - J_{Ph,ob}. \quad (8.19)$$

Die Photostromdichte $J_{Ph,ob}$, welche durch die externe Beleuchtung hervorgerufen wird, ist bei einem entsprechenden Versuchsaufbau mit homogenen Lichtquellen, als örtlich konstant anzunehmen und kann daher über eine gewöhnliche J-U-Kennlinie bestimmt werden.

Für zwei unterschiedliche Operationsbedingungen A und B, beschrieben durch die externen Spannungen $U_{ext,A}$ und $U_{ext,B}$ sowie der jeweiligen Beleuchtungssituation ($J_{Ph,ob,A}$; $J_{Ph,mit,A}$; $J_{Ph,unt,A}$) bzw. ($J_{Ph,ob,B}$; $J_{Ph,mit,B}$; $J_{Ph,unt,B}$) lässt sich der lokale Serienwiderstand nach Gleichung 8.17 rein mathematisch auch über die Differenzen der jeweiligen Parameter ausdrücken:

$$R_{s,xy} = \frac{\Delta U_{ext} - \Delta U_{ob,xy} - \Delta U_{mit,xy} - \Delta U_{unt,xy}}{\Delta J_{dunkel,ob,xy} - \Delta J_{Ph,ob}}. \quad (8.20)$$

Diese mathematische Umformung ist allerdings nur gültig, wenn $R_{s,xy}$ für beide Bedingungen A und B identisch ist.

Nachfolgend wird die theoretische Herleitung für ober- und mittelzellenlimitierten Bedingungen trotz zahlreicher Gemeinsamkeiten in zwei separaten Unterabschnitten erläutert, um auf die spezifischen Eigenheiten gezielter eingehen zu können.

8.4.1 Oberzellenlimitierte Theorie

Gleichung 8.20 ist für oberzellenlimitierte Beleuchtungsbedingungen bei ausreichend kleinen Spannungen gewährleistet, wie dies in Abbildung 8.4 zu sehen ist. Die grundlegende Idee dieser Methode, basierend auf Kampwerth *et al.* [Kam08], besteht nun darin, den unbekanntem Dunkelstrom in der Oberzelle $\Delta J_{\text{dunkel,ob,xy}}$ aus Gleichung 8.20 zu eliminieren. Dies wird durch folgenden Algorithmus erreicht:

1. Aufnahme von Lumineszenzbildern aller drei Teilzellen bei Beleuchtungsbedingungen ($J_{\text{Ph,ob,A}}$; $J_{\text{Ph,mit,A}}$; $J_{\text{Ph,unt,A}}$) und einer externen Spannung $U_{\text{ext,A}}$.
2. Änderung der Beleuchtungsbedingungen zu ($J_{\text{Ph,ob,B}}$; $J_{\text{Ph,mit,B}}$; $J_{\text{Ph,unt,B}}$), dabei ist mindestens eine Veränderung in $J_{\text{Ph,ob}}$ notwendig.
3. Anpassung der externen Spannung $U_{\text{ext,B*}}$, sodass die Lumineszenzintensität der Oberzelle $\Phi_{\text{ob,xy,B*}}$ identisch zur vorherigen Aufnahme mit $\Phi_{\text{ob,xy,A}}$ ist.

Eine identische Lumineszenzintensität in der Oberzelle bedeutet nach Gleichung 8.18 zugleich, dass die Spannung und damit der Dunkelstrom in der Oberzelle gleich sind: $\Delta U_{\text{ob,xy}} = \Delta J_{\text{dunkel,ob,xy}} = 0$. Damit vereinfacht sich Gleichung 8.20:

$$R_{s,xy} = \frac{\Delta U_{\text{ext}} - \Delta U_{\text{mit,xy}} - \Delta U_{\text{unt,xy}}}{-\Delta J_{\text{Ph,ob}}}. \quad (8.21)$$

Mit Hilfe von Gleichung 8.18 lässt sich auch die entsprechende Änderung der Teilzellspannungen in der Mittel- und Unterzelle über die Lumineszenzintensitäten bestimmen:

$$\Delta U_{i,xy} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\Phi_{i,B^*,xy}}{\Phi_{i,A,xy}} \right) \quad \text{mit } i = \text{mit, unt.} \quad (8.22)$$

Durch Kombination der Gleichungen 8.21 und 8.22 kann der lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ damit durch ausschließlich extern messbare Größen ausgedrückt werden:

$$R_{s,xy} = \frac{U_{\text{ext,B*}} - U_{\text{ext,A}} - \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\Phi_{\text{mit,B}^*,xy} \Phi_{\text{unt,B}^*,xy}}{\Phi_{\text{mit,A,xy}} \Phi_{\text{unt,A,xy}}} \right)}{J_{\text{Ph,ob,A}} - J_{\text{Ph,ob,B}}}. \quad (8.23)$$

Die externen Spannungen können dabei an den äußeren Kontakten der Solarzelle bestimmt werden. Die Lumineszenzintensitäten werden anhand der Lumineszenzbilder ermittelt, wobei an dieser Stelle noch einmal darauf verwiesen sei, dass die Intensitäten Φ in allen vorangegangenen Gleichungen bereits um die Kurzschlussintensität korrigiert sind.

Die entsprechenden Gleichungen samt Erläuterungen sind in Abbildung 8.8 für Pos1

und Pos2 aus dem vereinfachten Modell aus Abbildung 8.3 beispielhaft für $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ bei einer ebenfalls exemplarischen externen Spannung von $U_{\text{ext},A}=2,6\text{ V}$ graphisch dargestellt. Die Beleuchtungsbedingungen A

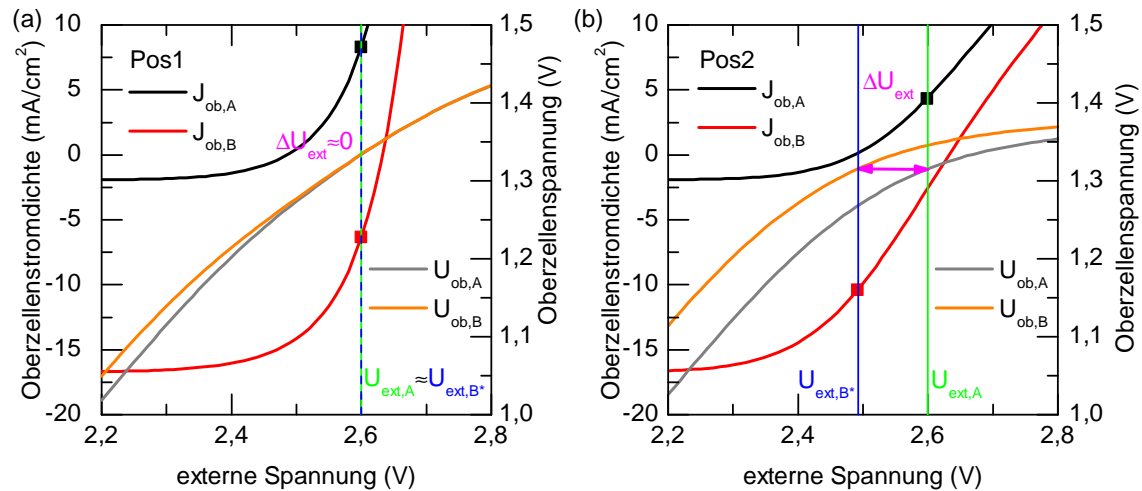


Abbildung 8.8: Simulation aller relevanten Parameter für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für die eingeführte Methode des lokalen Serienwiderstands mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$.

führen zu dem in schwarz dargestellten Verlauf der lokalen Oberzellenstromdichte und in grau aufgetragenen Kurve für die entsprechende Oberzellenspannung jeweils in Abhängigkeit von der externen Gesamtspannung. Die lokale Oberzellenspannung ist dabei über die Reziprozitätsrelation direkt mit der Lumineszenzintensität verknüpft, welche für diese Prinzipdarstellung exemplarisch bei $U_{\text{ext},A}=2,6\text{ V}$ gemessen wird. Die Erhöhung der Beleuchtungsintensität zu Bedingungen B, welche in diesem Fall AM0-äquivalenten Photostromdichten entspricht, resultieren konsequenterweise auch lokal in vergrößerten Kurzschlussstromdichten und Leerlaufspannungen, was an der rot dargestellten Kurve zu sehen ist. Ebenso ist wiederum der entsprechende Spannungsverlauf an der Oberzelle in orange aufgetragen. Zum Einstellen der identischen Lumineszenzintensität bzw. Spannung in der Oberzelle wie unter A ist die Spannung auf U_{ext,B^*} zu reduzieren. In Abbildung 8.8 ist dabei auch ersichtlich, dass diese Spannung U_{ext,B^*} individuell für jede Position ist und beispielsweise bei Pos1 die Veränderung zu $U_{\text{ext},A}$ graphisch gar nicht zu sehen ist.

Die Tatsache, dass U_{ext,B^*} für jede Zellposition xy unterschiedlich ist, macht es in der Realität mit Megapixel-Lumineszenzbildern in zeitlicher Hinsicht unmöglich, für jedes Pixel die entsprechende externe Spannung zu finden. Daher werden in der Praxis neben dem Lumineszenzbild unter Bedingung A mehrere Bilder mit leicht unterschiedlicher Spannung unter Beleuchtung B aufgenommen. Eine Spline-Interpolation

zwischen diesen B-Messpunkten wird anschließend verwendet, um die individuellen U_{ext,B^*} 's zu bestimmen. Das entsprechende softwaretechnische Vorgehen ist in Abbildung 8.9(a) für die Simulation bei Pos2 gezeigt. Angefangen von der lokalen

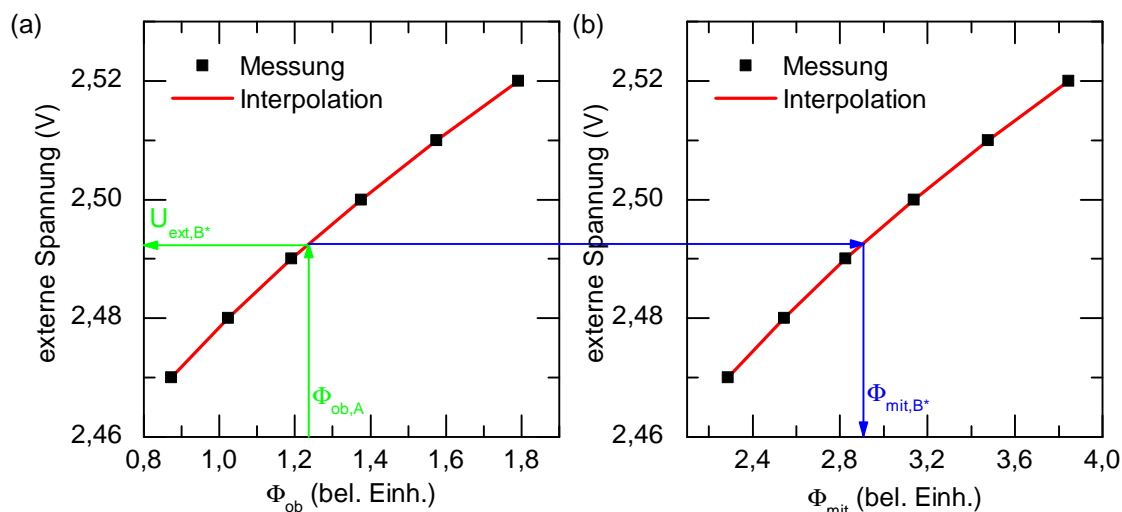


Abbildung 8.9: Verwendete Spline-Interpolation zur Bestimmung der lokalen Spannung U_{ext,B^*} (a) sowie der Lumineszenzintensität Φ_{mit,B^*} (b) am simulierten Beispiel bei Pos2 aus Abbildung 8.8.

Lumineszenzintensität $\Phi_{\text{ob},A}$ können so die individuellen Spannungen U_{ext,B^*} für jedes Pixel bestimmt werden.

Da durch dieses Verfahren auch für die Mittel- und Unterzelle keine der benötigten Lumineszenzintensitätsbilder beim jeweiligen U_{ext,B^*} vorhanden sind, ist eine zweite Spline-Interpolation notwendig, welche in Abbildung 8.9(b) exemplarisch für die Mittelzelle gezeigt ist. Als Ausgangspunkt wird die vorab ermittelte Spannung U_{ext,B^*} verwendet, um über die interpolierten Messpunkte der Mittelzellenlumineszenzintensität das jeweilige Φ_{mit,B^*} zu bestimmen. Analog wird für die Unterzellenintensität Φ_{unt,B^*} verfahren.

Damit können alle notwendigen Parameter in Gleichung 8.23 zur ortsaufgelösten Messung des Serienwiderstands $R_{s,xy}$ experimentell bestimmt werden.

Als letzten Schritt im theoretischen Teil ist damit die Auswahl geeigneter Beleuchtungsbedingungen A und B zu analysieren. Für die Bedingungen B werden die AM0-äquivalenten Photostromdichten mit (16,7; 17,6; 33,1) vorausgesetzt. Als Mindestanforderung an die Photostromdichten A ist lediglich eine Änderung in der Oberzellenbeleuchtung notwendig, dass die eben eingeführte Methode funktioniert. Da im vorhandenen Messaufbau die AM0-Photostromdichte für die Oberzelle am oberen Rand der praktischen Realisierbarkeit liegt, wird für die Bedingungen A

daher nur eine Reduktion der Beleuchtungsintensität für die Oberzelle in Betracht gezogen. Theoretisch wäre jedoch auch eine Erhöhung der Oberzellenphotostromdichte unter Bedingungen A denkbar, was größere U_{ext,B^*} 's im Vergleich zu $U_{\text{ext},A}$ zur Folge hätte. Da die letztendliche Berechnung von $R_{s,xy}$ auf Differenzen beruht, ist es experimentell sinnvoll $J_{\text{Ph,ob}}$ größtmöglich zu reduzieren, um die Sensitivität auf Messunsicherheiten zu minimieren. Für die nachfolgend verwendete Zelle bedeutet dies eine minimale Photostromdichte in der Oberzelle von $1,9 \text{ mA/cm}^2$. Des Weiteren wird eine Änderung der Unterzellenbeleuchtung aus mehreren Gründen in dieser Arbeit nicht betrachtet. Einerseits hat die Unterzelle unter AM0-Bedingungen in etwa die doppelte Photostromdichte als die beiden anderen Teilzellen und ist daher generell stark überbeleuchtet. Andererseits ist der Spannungsbeitrag aufgrund der kleinen Bandlücke nicht groß und nicht zuletzt erfordert die lumineszenzbasierte Methode aufgrund der indirekten Bandlücke von Germanium eine gewisse Unterzellenbeleuchtung um überhaupt ein Messsignal zu bekommen. Damit verbleibt noch die Frage, ob die Beleuchtung der Mittelzelle nicht verändert oder um den selben Betrag wie die Oberzelle reduziert wird. Diese zwei denkbaren Parametersätze für die Beleuchtungsbedingungen A sind in Abbildung 8.4 in rot und grün für den lokalen Serienwiderstand als Funktion der externen Spannung dargestellt. Wie bereits eingangs erwähnt, ist Gleichung 8.23 nur exakt gültig, wenn der lokale Serienwiderstand unter Bedingungen A und B identisch ist. Dies stellt experimentell allerdings eine Herausforderung dar, da messtechnisch höhere externe Spannungen zu bevorzugen sind, in diesem Bereich aber $R_{s,xy}$ für Bedingungen A und B unterschiedlich ist und auch immer mehr vom gesuchten $R_{s,xy}^{0V}$ abweicht, wie dies in Abbildung 8.4 zu sehen ist. Um dennoch die bestmöglichen Messparameter theoretisch abzuleiten, ist in Abbildung 8.10 der nach Gleichung 8.23 bestimmte lokale Serienwiderstand für Pos1 und Pos2 aus dem vereinfachten Modell aus Abbildung 8.3 für die zwei in Frage kommenden Beleuchtungsbedingungen A aufgetragen. Dabei ist $R_{s,xy}$ über der externen Spannung $U_{\text{ext},A}$ aufgetragen, da diese die größte experimentell notwendige Spannung darstellt, wie dies Abbildung 8.8 zu entnehmen ist. Auf den ersten Blick ist die Einstellung mit hoher Mittelzellphotostromdichte zu bevorzugen, da die Spannungsabhängigkeit erst bei größeren externen Spannungen $U_{\text{ext},A}$ einsetzt. Für die in jedem Fall oberzellenlimitierte Beleuchtungssituation richtet sich die experimentelle Wahl einer minimalen Spannung $U_{\text{ext},A}$ allerdings im Wesentlichen nach der Lumineszenzintensität der Oberzelle. Verantwortlich für eine ausreichende Oberzellenlumineszenzintensität ist die Spannung an der Oberzelle, welche aber nur einen Teil von $U_{\text{ext},A}$ ausmacht. Genauso tragen die Teilzellspannungen der Mittel- und Unterzelle zur externen Gesamtspannung $U_{\text{ext},A}$ bei. Diese sind aber auch von der

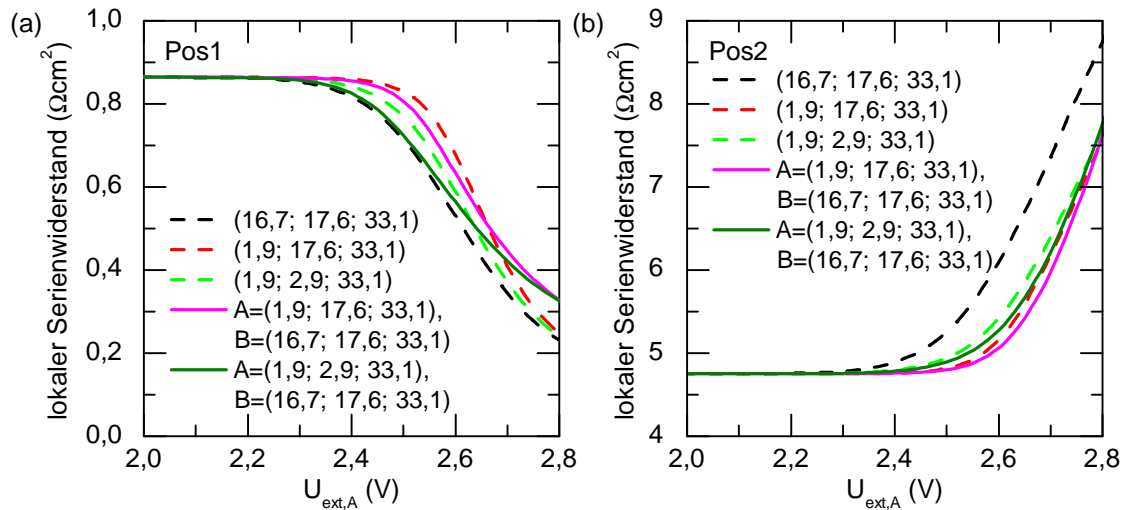


Abbildung 8.10: Simulation von $R_{s,xy}$ nach Gleichung 8.23 für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für zwei verschiedene Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $A=(1,9; 2,9; 33,1)$. Als Referenz sind gestrichelt auch die Kurven aus Abbildung 8.4 dargestellt.

jeweiligen Beleuchtung abhängig. Dieser Tatsache wird in Abbildung 8.11 Rechnung getragen, wo der nach Gleichung 8.23 bestimmte lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ für die beiden identischen Parametersätze wie in Abbildung 8.10 über der jeweiligen Oberzellenspannung aufgetragen ist. Der dargestellte Spannungsbereich entspricht dabei in etwa demselben Bereich wie in den vorherigen Abbildungen, welche über der externen Gesamtspannung aufgetragen sind. Es zeigt sich, dass in dieser Darstellung, welche der experimentellen Anforderung einer gewissen Mindestspannung an der Oberzelle und damit detektierbaren Lumineszenzintensität Rechnung trägt, theoretisch kein Einfluss der Mittelzellenbeleuchtung auf die Unsicherheiten in der Bestimmung von $R_{s,xy}^{0V}$ existiert. Der Grund dafür ist Abbildung 8.12 zu entnehmen, wo der lokale Serienwiderstand aus Abbildung 8.4 ebenfalls über der Spannung der Oberzelle aufgetragen ist. Im spannungsabhängigen Bereich des lokalen Serienwiderstands ist $R_{s,xy}$ bei einer bestimmten Oberzellenspannung bzw. Oberzellenlumineszenzintensität lediglich von der Photostromdichte in der Oberzelle abhängig. Aus messtechnischen Gründen kann es allerdings trotzdem von Vorteil sein, für die Beleuchtungsparameter A sowohl die Oberzellen- als auch die Mittelzellenphotostromdichte zu reduzieren, um mögliche Blockungsschwierigkeiten bei den optischen Filtern zu minimieren.

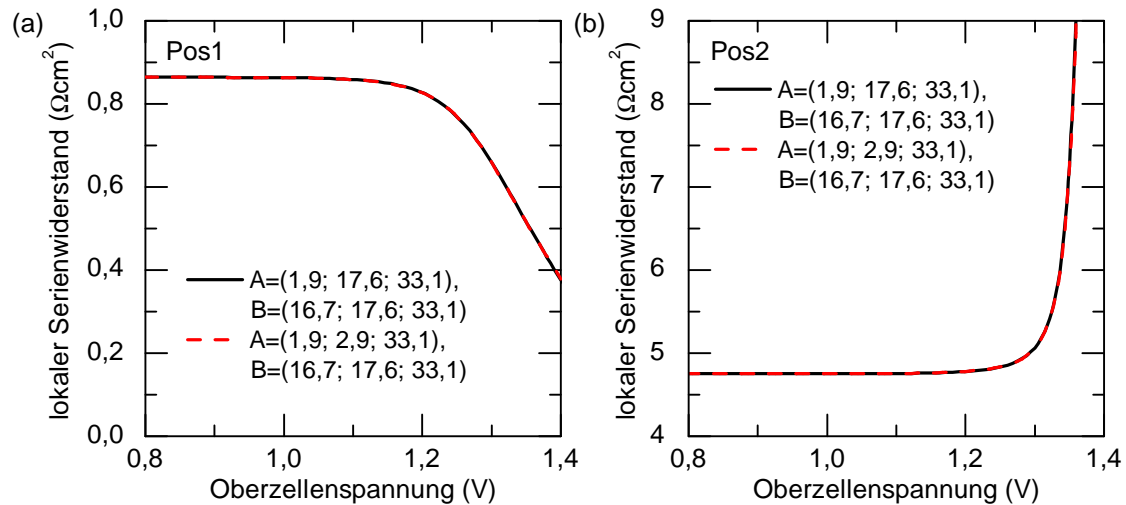


Abbildung 8.11: Simulation von $R_{s,xy}$ nach Gleichung 8.23 für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für zwei verschiedene Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ aufgetragen über der jeweiligen Oberzellenspannung, welche für die Lumineszenzintensität ausschlaggebend ist.

8.4.2 Mittelzellenlimitierte Theorie

Abbildung 8.6 zeigt, dass für verschiedene mittelzellenlimitierte Beleuchtungssituationen $R_{s,xy}$ selbst im spannungsunabhängigen Bereich im Absolutwert variiert. Dadurch wird in diesem Fall durch Gleichung 8.20 immer ein gewisser Fehler gemacht. Aus Abbildung 8.6 ist auch gleich ersichtlich, dass für die Parameter A der Ober- und Mittelzellenphotostrom um den selben Betrag gesenkt werden sollten. Durch die damit gleichbleibende Limitierungsdifferenz ändert sich der spannungsunabhängige Serienwiderstand am wenigsten und der Fehler bleibt möglichst gering. Das prinzipielle Vorgehen mit der Messung bei zwei verschiedenen Beleuchtungssituationen A und B sowie der Anpassung der externen Spannung auf eine gleichbleibende Lumineszenzintensität in der Oberzelle bleibt aber dennoch identisch zur oberzellenlimitierten Theorie. Damit kommt zur Bestimmung von $R_{s,xy}$ letztendlich auch Gleichung 8.23 zur Anwendung. Da sich die Messung in der Nähe der GesamtLeerlaufspannung abspielt, wirkt sich eine Änderung der externen Spannung auch auf die Oberzellenspannung aus, obwohl diese nicht limitiert. Dass die Photostromdichten $J_{\text{Ph,ob,A}}$ und $J_{\text{Ph,ob,B}}$ der Oberzelle anhand einer J-U-Kennlinie gemessen werden können, muss allerdings kurzfristig die Beleuchtung der Mittelzelle erhöht werden, um eine Oberzellenlimitierung zu erreichen.

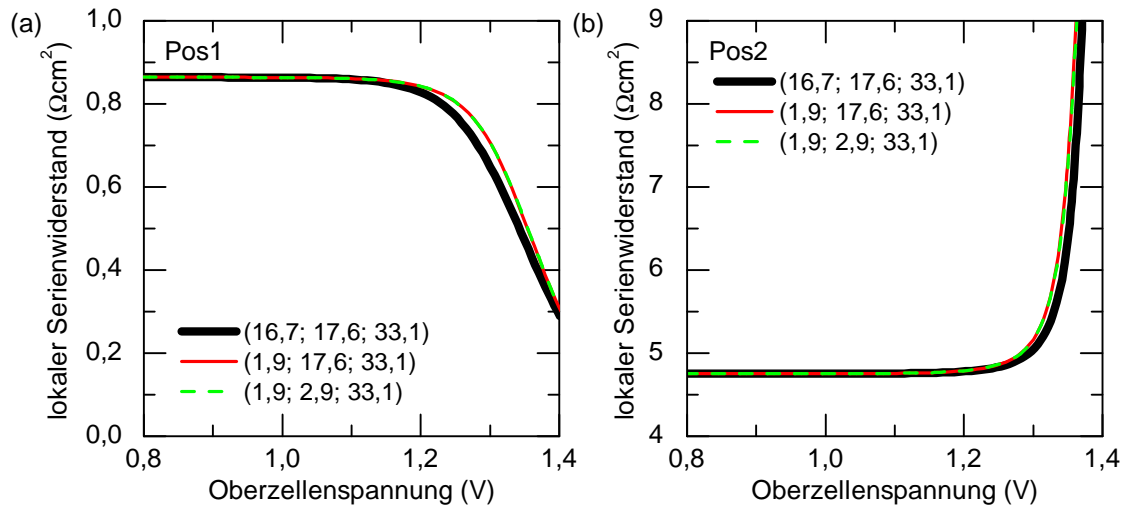


Abbildung 8.12: Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für verschiedene oberzellenlimitierte Beleuchtungen aufgetragen über der jeweiligen Oberzellenspannung, welche für die Lumineszenzintensität ausschlaggebend ist.

Wie in Abbildung 8.8 für die oberzellenlimitierte Theorie, ist in Abbildung 8.13 das Grundprinzip der Methode für die mittelzellenlimitierte Situation anhand der Simulation der relevanten Parameter dargestellt. Insbesondere bei der in rot aufgetragenen Stromdichte in der Oberzelle zeigt sich das in Abschnitt 8.3.1 beschriebene Querfließen des Stromes zwischen der Ober- und Mittelzelle. Dadurch ist bei kleinen Spannungen, die noch nicht vom exponentiellen Verlauf der Diodenkennlinien beeinflusst sind, die Stromdichte bei Pos1 höher und bei Pos2 niedriger als die Photostromdichte der limitierenden Mittelzelle. Dies wirkt sich auch dahingehend aus, dass die Spannung U_{ext,B^*} bei Pos1 größer und bei Pos2 kleiner als $U_{\text{ext},A}$ ist. Nicht zuletzt kann an der gestrichelt dargestellten Projektion an den Spannungsverläufen der Oberzelle bei Pos2 in Abbildung 8.13 entnommen werden, dass an dieser Position eine Mindestspannung für $U_{\text{ext},A}$ bei etwa 2,5V existiert, unterhalb derer es kein passendes U_{ext,B^*} mehr gibt.

Zur Auswertung des lokalen Serienwiderstands über die ganze Solarzellenfläche ist es wiederum erforderlich mehrere Lumineszenzbilder unter Beleuchtungsbedingungen B aufzunehmen und über eine Interpolation das jeweilige U_{ext,B^*} zu bestimmen. Für die mittelzellenlimitierte Situation ist dabei zu beachten, dass unter Bedingungen B auch Bilder mit einer größeren externen Spannung als $U_{\text{ext},A}$ gemessen werden müssen. Die zwei notwendigen Interpolationsschritte sind für Pos2 des simulierten Beispiels aus Abbildung 8.13(b) in Abbildung 8.14 aufgezeigt. Angefangen mit der Lumines-

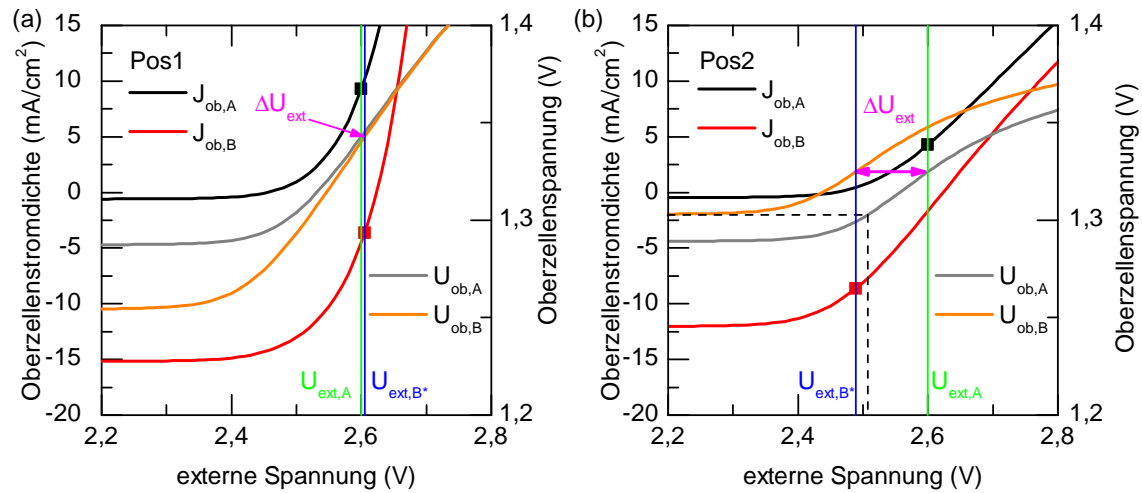


Abbildung 8.13: Simulation aller relevanten Parameter für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für die eingeführte Methode des lokalen Serienwiderstands mit $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$.

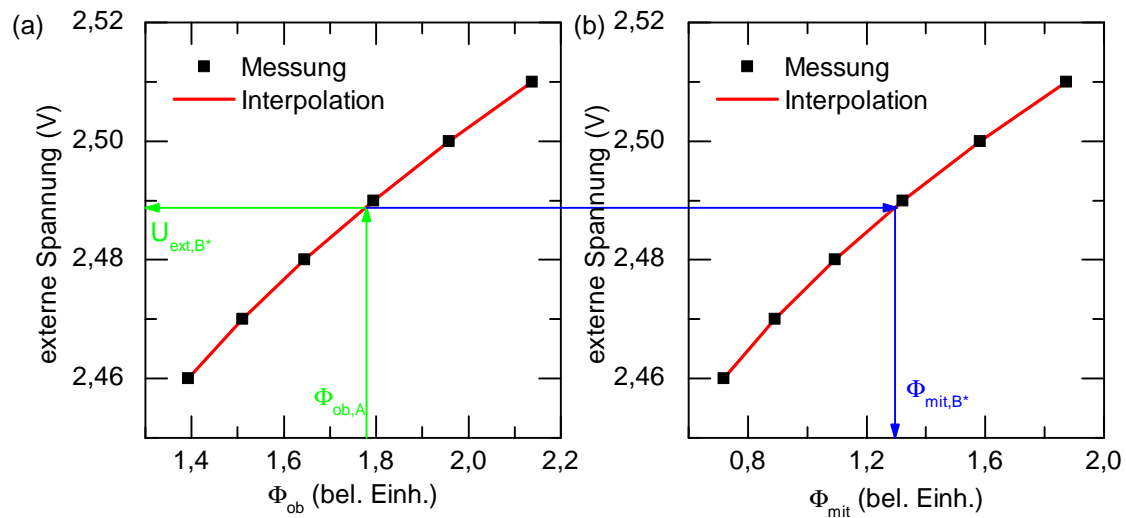


Abbildung 8.14: Verwendete Spline-Interpolation zur Bestimmung der lokalen Spannung U_{ext,B^*} (a) sowie der Lumineszenzintensität Φ_{mit,B^*} (b) am simulierten Beispiel bei Pos2 aus Abbildung 8.13.

zenzintensität $\Phi_{ob,A}$ der Oberzelle unter Beleuchtungs- und Spannungsbedingungen A, wird anhand der interpolierten Messkurve die theoretische externe Spannung U_{ext,B^*} berechnet, welche zur selben Spannung und damit Lumineszenzintensität in der Oberzelle führt. Im zweiten Interpolationsschritt wird mit dem soeben bestimmten Startpunkt U_{ext,B^*} die Lumineszenzintensität Φ_{mit,B^*} bzw. Φ_{unt,B^*} der Mittel- und Unterzelle bei den entsprechenden Bedingungen bestimmt. Damit lässt sich

nach Gleichung 8.23 der lokale Serienwiderstand $R_{s,xy}$ für jede gemessene Position bestimmen.

Anhand der bisherigen Betrachtungen ist die Wahl der Beleuchtungsbedingungen A für ein als gegeben anzusehendes Beleuchtungsspektrum $B=(16,7; 13,4; 33,1)$ bereits festgelegt. Einerseits soll die Photostromdifferenz zwischen Ober- und Mittelzelle für beide Beleuchtungsbedingungen identisch sein, um den theoretischen Fehler in Gleichung 8.23 möglichst gering zu halten. Andererseits ist es aus messtechnischen Gründen wiederum von Vorteil, die Beleuchtungsbedingungen stark zu ändern, um den Einfluss von Messunsicherheiten bei der auf Differenzen beruhende Methode zu minimieren. Die Beleuchtungsintensität der Unterzelle wird aus den selben Gründen wie bei der vorher beschriebenen oberzellenlimitierten Situation nicht verändert. Abbildung 8.15 zeigt den nach Gleichung 8.23 simulierten lokalen Serienwiderstand für Pos1 und Pos2 aus dem vereinfachten Modell aus Abbildung 8.3 zusammen mit dem tatsächlichen Widerstand für die entsprechenden Beleuchtungsbedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$. Insbesondere bei Pos1 zeigt sich, dass

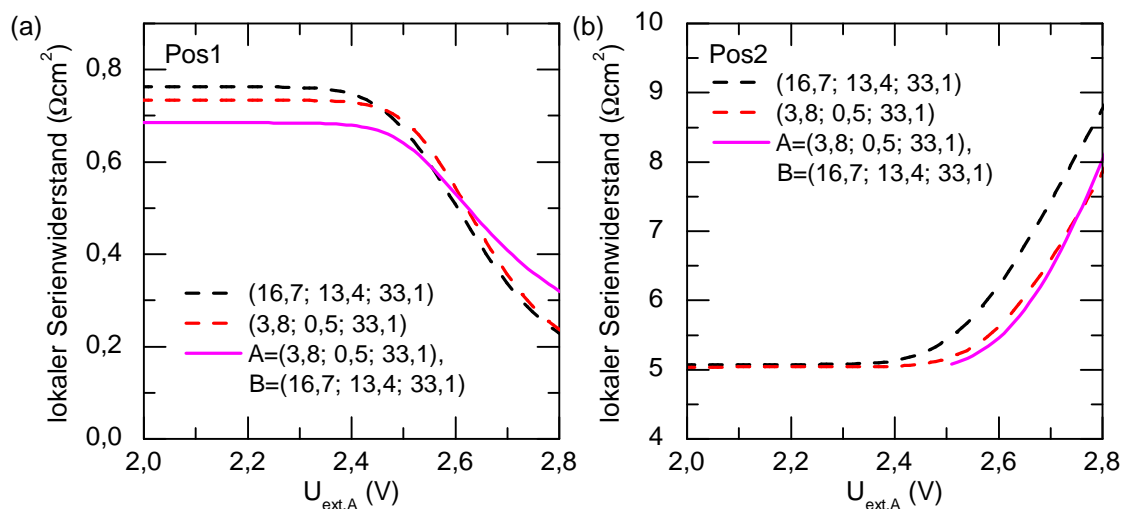


Abbildung 8.15: Simulation von $R_{s,xy}$ nach Gleichung 8.23 für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für die Beleuchtungsbedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$. Als Referenz sind auch die Kurven aus Abbildung 8.6 zusätzlich dargestellt.

die vorgestellte Methode zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstands bei einer mittelzellenlimitierten Beleuchtungssituation per se einen gewissen Fehler macht. Nichtsdestotrotz sind möglichst kleine $U_{\text{ext,A}}$ zu bevorzugen, um diese Abweichung möglichst gering zu halten. Allerdings ist der Simulation bei Pos2 auch zu entnehmen, dass es wie bereits in Abbildung 8.13(b) ersichtlich ist, an manchen Positionen eine

Mindestspannung $U_{\text{ext,A}}$ gibt, unterhalb derer die Methode nicht mehr funktioniert. In diesem theoretischen Beispiel, was auf einem stark vereinfachten Modell beruht, liegt diese bei etwa 2,5 V. Der sich an dieser Stelle ergebende Wert für $R_{\text{s,xy}}$ entspricht im Rahmen der allgemeinen Messunsicherheiten aber genau dem gesuchten Wert $R_{\text{s,xy}}^{0V}$.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die neu eingeführte lumineszenzbasierte Methode zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstands prinzipiell auch für ein mittelzellenlimitiertes Beleuchtungsspektrum angewendet werden kann, aber fundamentale theoretische Unsicherheiten und Schwierigkeiten bestehen.

8.5 Experimentelle Ergebnisse

Zur Verifikation der in den vorherigen Abschnitten eingeführten Methode zur Ermittlung von $R_{\text{s,xy}}$ ist die Auswahl einer GaInP/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit charakteristischen Eigenschaften von Vorteil. Es bietet sich zum einen an, eine Zelle mit unterbrochenem Kontaktfinger zu verwenden, da dies lokal zu einer starken Erhöhung des Serienwiderstands führt. Zum anderen setzt diese Methode voraus, dass sie unabhängig von den lokalen Diodenparametern der Solarzelle ist, obwohl diese einen großen Einfluss auf die Lumineszenzbilder haben. Zur Überprüfung dieser Eigenschaft wurde die Zelle zusätzlich lokal mit 1 MeV Elektronen und einer Gesamtdosis von $1 \cdot 10^{-14} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ bestrahlt. In den bestrahlten Bereichen sind dadurch insbesondere in der Mittelzelle die Diodenparameter verändert, wie dies in den Lumineszenzbildern in Abbildung 8.16 zu sehen ist. Aufgrund der geringeren Dosis ist im Vergleich zu der ebenfalls teilweise bestrahlten Zelle aus Abbildung 4.11 im PL-Bild der Oberzelle in Abbildung 8.16(b) keine Degradation zu sehen. Dadurch ist für die Methode zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstands auch weiterhin gewährleistet, dass bei homogener Beleuchtung die in der Oberzelle generierte Photostromdichte auch über die gesamte Zellfläche hinweg konstant ist. Ein Einfluss auf den lokalen Serienwiderstand ist durch die Bestrahlung nicht zu erwarten. Neben den bestrahlten Bereichen, welche die in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen typischen Kopplungseffekte zeigen, sind an den drei dunklen Streifen im EL-Bild der Oberzelle auch deutlich die unterbrochenen Kontaktfinger zu erkennen.

Die relativ geringe Auflösung der HgCdTe-Kamera zum Aufnehmen der Unterzellenbilder macht eine detaillierte Untersuchung auf der gesamten Zellfläche schwierig. Daher sind nachfolgend alle Messungen und die entsprechenden Auswertungen in dem in Abbildung 8.16 blau dargestellten Rechteck mit gezoomten Einstellungen

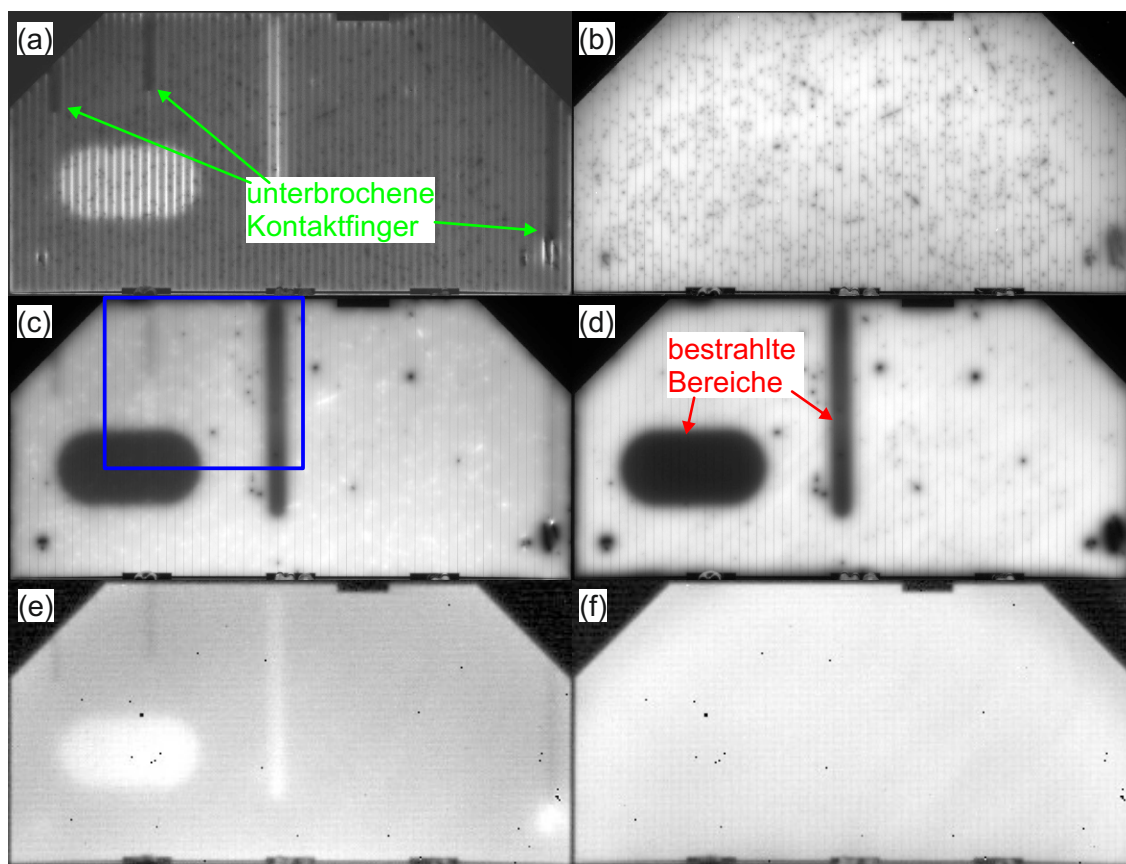


Abbildung 8.16: Ganzflächige EL- und PL-Bilder der Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit drei unterbrochenen Kontaktfingern und zwei elektronenbestrahlten Bereichen. Die EL-Bilder sind bei einem Gesamtstrom von 500 mA aufgenommen und die PL-Bilder bei Photoströmen von 504 mA für die Oberzelle, 531 mA für die Mittelzelle und 1000 mA für die Unterzelle.

gemacht. Die unterschiedliche Auflösung der beiden Kameras wird dabei dadurch kompensiert, dass die 320×256 Pixel großen Bilder der Unterzelle mittels linearer Interpolation an die deutlich hochauflöseren Bilder der Ober- und Mittelzelle angepasst werden. Beispielhaft sind in Abbildung 8.17 die entsprechend bearbeiteten Lumineszenzbilder aller drei Teilzellen unter der oberzellenlimitierten Beleuchtung $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ bei einer externen Spannung von 2,63 V gezeigt. Diese Bilder, wie auch die nachfolgend verwendeten Lumineszenzbilder sind bereits um das jeweilige Kurzschlussbild korrigiert. Die Kurzschlussbilder wurden entsprechend der Beschreibung in Abschnitt 4.2.4 gemacht, wobei die jeweilige Spannung bei der sich eine Teilzelle im Kurzschluss befindet, mit Hilfe der ermittelten Diodenparameter aus Tabelle 8.1 zusammen mit den auftretenden Photostromdichten simuliert wurde.

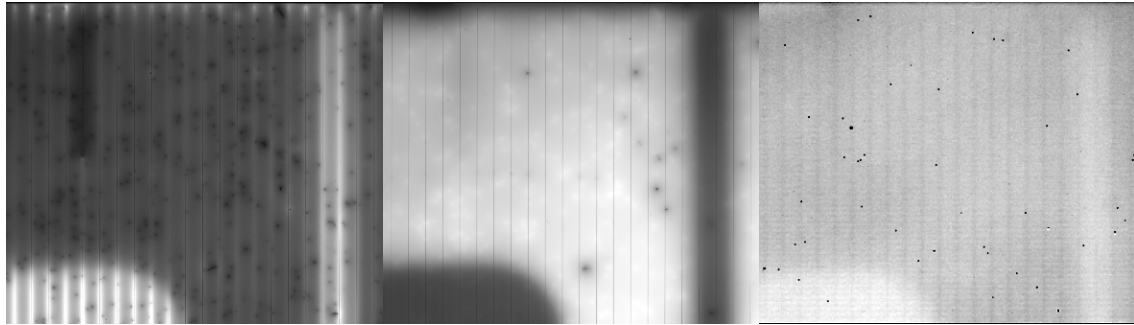


Abbildung 8.17: Gezoomte Lumineszenzbilder der Ober- (a), Mittel- (b) und Unterzelle (c) innerhalb des blau eingezeichneten Rechtecks in Abbildung 8.16 bei Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und einer externen Spannung von $2,63\text{ V}$.

8.5.1 Oberzellenlimitierte Ergebnisse

Das vollständige Serienwiderstandsbild, welches über ein C++ Programm ausgewertet wird, ist in Abbildung 8.18 zu sehen. Dabei sind die oberzellenlimitierten Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ sowie eine externe Spannung von $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ gewählt. Unter den AM0-äquivalenten Beleuchtungsbedingungen B wurden im Bereich von $2,3\text{ V}$ bis $2,63\text{ V}$ elf Lumineszenzbilder aufgenommen und für die Interpolation verwendet. Das ortsaufgelöste Serienwider-

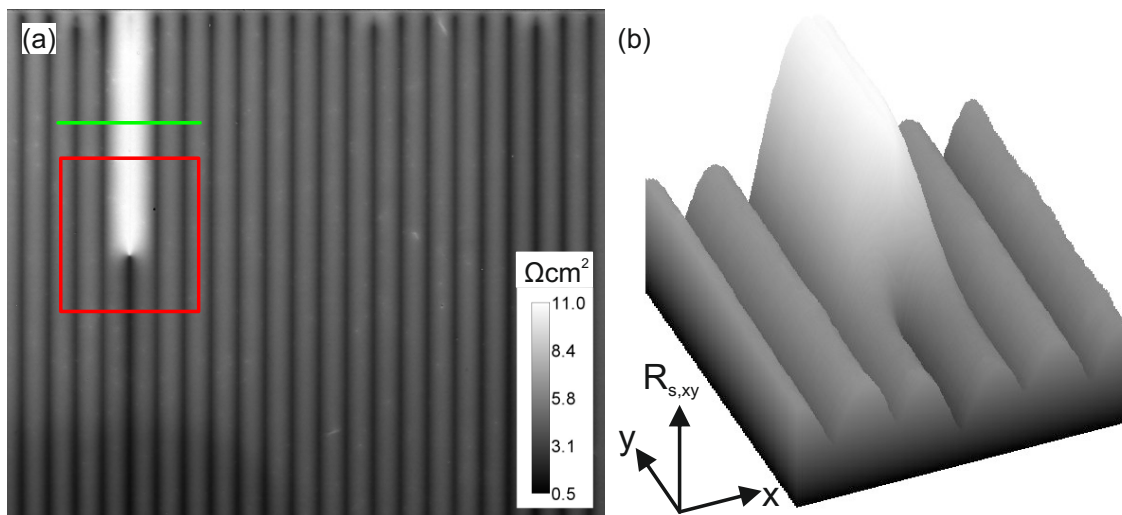


Abbildung 8.18: Ermitteltes Serienwiderstandsbild (a) für die oberzellenlimitierten Bedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$, $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ und $U_{\text{ext},B}=2,3\text{ V}..2,63\text{ V}$ mit zusätzlich dreidimensionaler Darstellung (b) innerhalb des roten Rechtecks.

standsbild zeigt drei wesentliche Einflüsse: Am offensichtlichsten ist der stark erhöhte

Serienwiderstand in der linken oberen Ecke. Dieser ist eindeutig auf den unterbrochenen Kontaktfinger zurückzuführen, da genau an der Stelle der Unterbrechung der Streifen mit größerem $R_{s,xy}$ beginnt. Die durch den gebrochenen Kontaktfinger fehlende metallische Anbindung eines Teilbereichs der Zelle resultiert darin, dass ein in diesem Bereich generierter Photostrom über eine größere Distanz über den Emitter der Oberzelle fließen muss, bis er zum niederohmigen Vorderseitenkontakt kommt. Dies wirkt sich in der starken Erhöhung des lokalen Serienwiderstands aus. Dasselbe Verhalten zeigt sich im Prinzip auch zwischen zwei intakten Kontaktfingern, was zu dem parabolischen Verlauf von $R_{s,xy}$ senkrecht zur Kontaktfingerrichtung führt. Der dritte und kleinste Effekt ist ein annähernd linearer Anstieg entlang der Kontaktfinger, beginnend am Sammelbalken der Zelle. Dieser ist auf den ohmschen Widerstand des metallischen Kontaktfingers selbst zurückzuführen.

Auf der anderen Seite sind die bestrahlten Bereiche, die einen großen Einfluss auf die Intensität der einzelnen Lumineszenzbilder haben, im $R_{s,xy}$ -Bild so gut wie nicht mehr zu erkennen. Dies bestätigt auch experimentell die Voraussetzung dieser Methode zur Serienwiderstandsbestimmung, dass sie unabhängig von den lokalen J-U-Parametern der Solarzelle ist.

In Abbildung 8.19 sind die Zwischenergebnisbilder hinsichtlich U_{ext,B^*} , ΔU_{mit} und ΔU_{unt} für die in Abbildung 8.18 gezeigte Serienwiderstandsauswertung zusammen mit den Profilverläufen entlang der grünen Linien dargestellt. Die externe Spannung U_{ext,B^*} , bei der die Lumineszenzintensität der Oberzelle für die beiden Beleuchtungsbedingungen A und B identisch ist, ist umso kleiner, je größer der lokale Serienwiderstand ist. Dieses Verhalten ist konsistent mit der Simulation aus Abbildung 8.8, wo U_{ext,B^*} für Pos2 mit dem größten Serienwiderstand am kleinsten ist. Es ist auch daher zu erwarten, da sich in diesem Fall die Oberzelle analog der entsprechenden lokalen Serienwiderstandsauswertung an einer Einfach solarzelle verhält. Ein höherer lokaler Serienwiderstand erfordert eine größere Änderung in U_{ext} . In Anbetracht von Gleichung 8.21 tragen neben der Differenz ΔU_{ext} noch die Spannungsänderungen an der Mittel- und Unterzelle zum lokalen Serienwiderstand bei. Beide Teilzellspannungen erhöhen sich aufgrund der größeren Photostromdichten unter Beleuchtungsbedingungen B. Da diese Änderungen von ΔU_{ext} abgezogen werden, relativieren sie den Einfluss von U_{ext,B^*} ein wenig, weil sie bei höherem Serienwiderstand größer sind. Dies liegt an der Tatsache, dass an Stellen lokal erhöhten Widerstands insgesamt weniger Strom extrahiert wird und damit die überbeleuchteten Teilzellen näher an ihrer Leerlaufspannung sind. Im Bereich des unterbrochenen Kontaktfingers ist die Spannungsänderung in der Mittelzelle etwa dreifach so groß wie in der Unterzelle, wohingegen der Unterschied zwischen zwei intakten Kontaktfingern

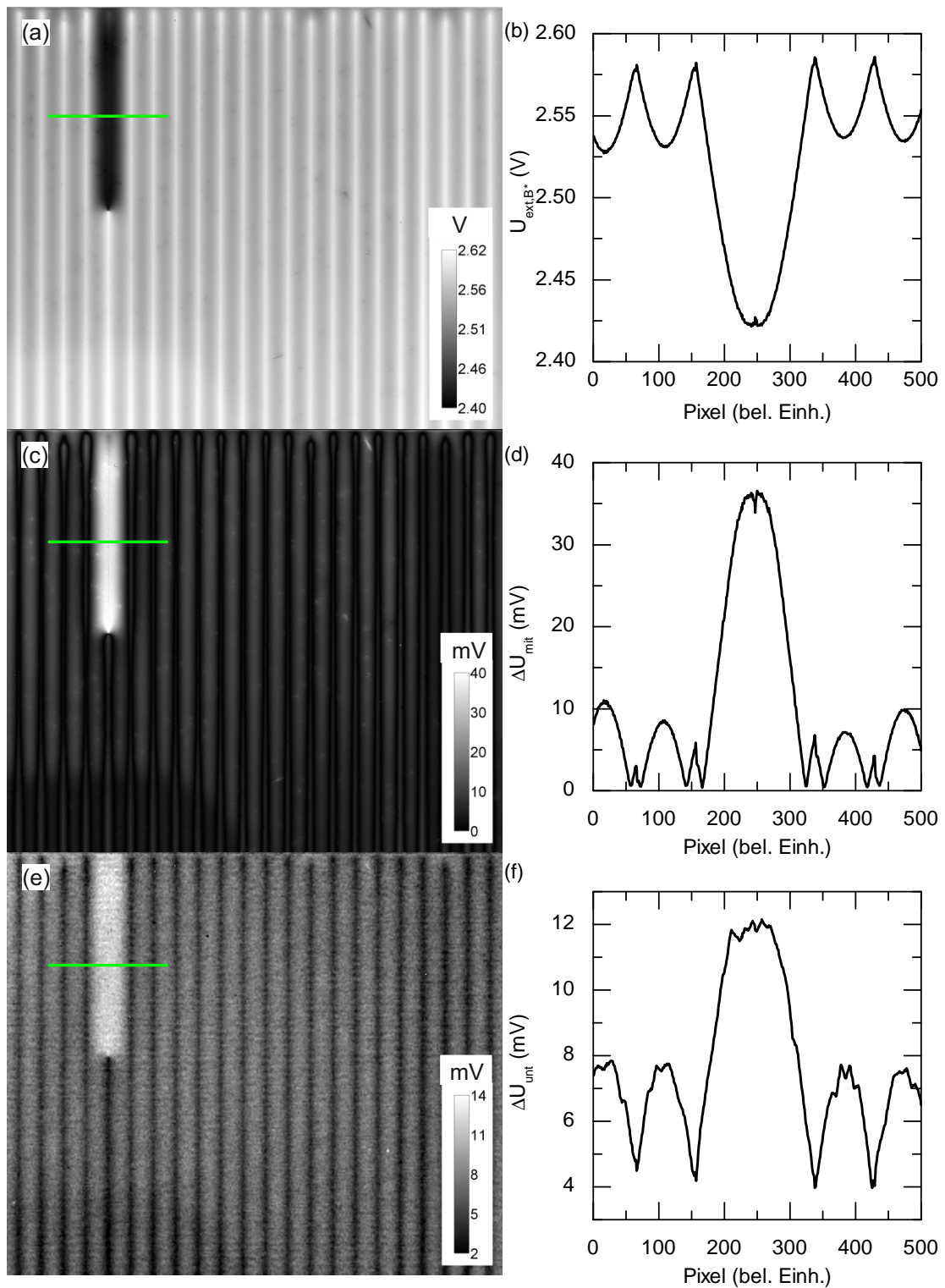


Abbildung 8.19: Zwischenergebnisbild und Profilverlauf entlang der grünen Linie für U_{ext,B^*} (a), (b), ΔU_{mit} (c), (d) und ΔU_{unt} (e), (f) für die oberzellenlimitierte Auswertung mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$, $U_{ext,A}=2,63\text{ V}$ und $U_{ext,B}=2,3\text{ V}..2,63\text{ V}$.

nur etwa 20 % beträgt. Für alle drei Zwischenergebnisbilder ist außerdem wieder der charakteristisch parabolische Verlauf zwischen den Kontaktfingern zu erkennen. Neben der qualitativen Betrachtung der $R_{s,xy}$ -Ergebnisse sind in Abbildung 8.20 zur quantitativen Analyse die Profilverläufe des lokalen Serienwiderstands entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{ext,A}$ aufgetragen. Die Beleuchtungsbedingungen waren dabei erneut $A=(1,9; 2,9;$

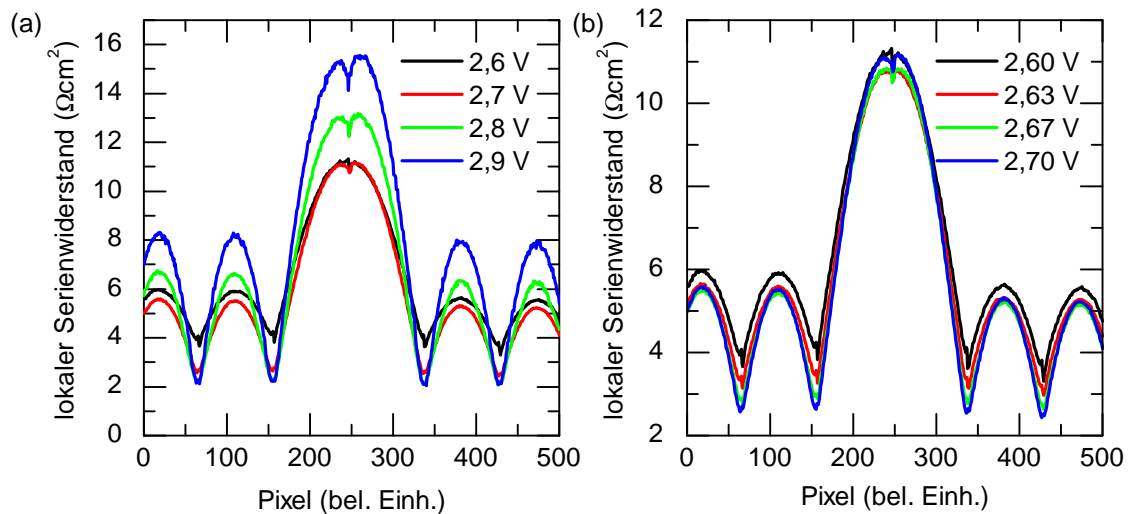


Abbildung 8.20: Quantitative $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{ext,A}$ bei Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$.

$33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$. Die zur Auswertung benötigten Lumineszenzbilder unter Beleuchtungsbedingungen B wurden jeweils im Bereich von $(U_{ext,A}-0,3\text{ V})..U_{ext,A}$ verwendet. In Abbildung 8.20(a) sind die Profile von 2,6 V bis 2,9 V in 0,1 V Schritten aufgetragen. Abgesehen von der Kurve mit 2,6 V ist an den Stellen mit hohem Serienwiderstand, das heißt zwischen den Kontaktfingern, die bereits in Abbildung 8.10(b) erwartete Spannungsabhängigkeit zu finden, dass mit größerer externer Spannung der Wert für $R_{s,xy}$ ebenfalls ansteigt. Auch das bereits in Abbildung 8.10(a) simulierte entgegenschläufige Verhalten an Positionen mit kleinem Serienwiderstand, das heißt direkt beim Kontaktfinger, ist zu erkennen. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass aufgrund der Abschattung durch den Kontaktfinger die entsprechenden Messpunkte mit größeren Unsicherheiten behaftet sind. Wie bereits im theoretischen Abschnitt 8.4.1 erläutert, ist das gesuchte Serienwiderstandsbild theoretisch bei $U_{ext}=0\text{ V}$, was aber bei einer lumineszenzbasierten Messung nicht möglich ist. Daher ist die kleinstmögliche Spannung $U_{ext,A}$ zu bevorzugen, die beispielsweise über die Minimierung des sich ergebenden lokalen Serienwiderstands am gebrochenen Kontaktfinger gefunden

werden kann.

Diesbezüglich sind in Abbildung 8.20(b) die Profile in kleineren Spannungsschritten zwischen 2,6 V und 2,7 V aufgetragen. Der kleinste und damit beste Wert für $R_{s,xy}$ am gebrochenen Kontaktfinger ergibt sich für $U_{ext,A}=2,63$ V, was deshalb auch in den Abbildungen 8.18 und 8.19 dargestellt ist. Dass $R_{s,xy}$ für die kleinere Spannung von 2,6 V hingegen wieder leicht ansteigt, liegt im Wesentlichen an der Tatsache, dass mit kleiner werdender Spannung die Kurzschlussintensität in den Rohbildern der limitierenden Oberzelle immer stärker überwiegt. Bei einer Mehrfachsolarzelle ist das entsprechende Kurzschlussbild, welches zur Korrektur subtrahiert werden muss, aber nicht einfach zu generieren. Einerseits kann die Spannung, bei der sich die limitierende Teilzelle im Kurzschluss befindet, nur abgeschätzt bzw. simuliert werden. Andererseits sind aufgrund der niedrigen Lumineszenzintensität der Oberzelle und den relativ starken Beleuchtungsintensitäten der Mittel- und Unterzelle auch Filterprobleme nicht gänzlich auszuschließen. Dazu kommt noch die Schwierigkeit, dass für die Mittel- und Unterzelle aufgrund der fehlenden Limitierung per se kein richtiges Kurzschlussbild gemacht werden kann, sondern dies über entsprechende Hilfsbilder bestimmt werden muss. Für diese Hilfsbilder muss die jeweilige Teilzelle in Limitierung gebracht werden und das resultierende Bild wird anschließend auf die nichtlimitierende Laserleistung, welche für die Serienwiderstandsauswertung verwendet wird, hochskaliert. Nicht zuletzt führt auch die teilweise Bestrahlung und die damit einhergehenden inhomogenen J-U-Parameter dazu, dass es kein eindeutiges Kurzschlussbild für die gesamte Zellfläche gibt, sondern aufgrund von lateral fließenden Ausgleichsströmen theoretisch immer nur Teilbereiche in völligem Kurzschluss sind.

Neben der Abhängigkeit von der externen Spannung $U_{ext,A}$ ist auch noch der Einfluss der Beleuchtungsbedingungen A auf das resultierende $R_{s,xy}$ -Bild experimentell zu überprüfen. Dafür sind in Abbildung 8.21 die Pofilverläufe für die im Theorieteil alternativ betrachteten Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$, bei denen lediglich die Oberzellenphotostromdichte gegenüber den Beleuchtungsbedingungen B reduziert ist, aufgetragen. In Abbildung 8.21(a) zeigt sich für externe Spannungen von 2,7 V bis 2,9 V das erwartete Verhalten, dass der bestimmte lokale Serienwiderstand am gebrochenen Kontaktfinger mit steigender externer Spannung $U_{ext,A}$ wächst. An der Kurve für 2,6 V, die insgesamt deutlich höhere Werte aufweist, ist bereits an dem unrealistisch zackigen Kurvenverlauf zu erkennen, dass die dabei vorherrschenden Lumineszenzintensitäten in der Oberzelle zu gering sind, um eine zuverlässige Auswertung durchführen zu können. In Abbildung 8.21(b) sind wiederum die in Frage kommenden $R_{s,xy}$ -Kurven in kleineren Spannungsschritten verglichen,

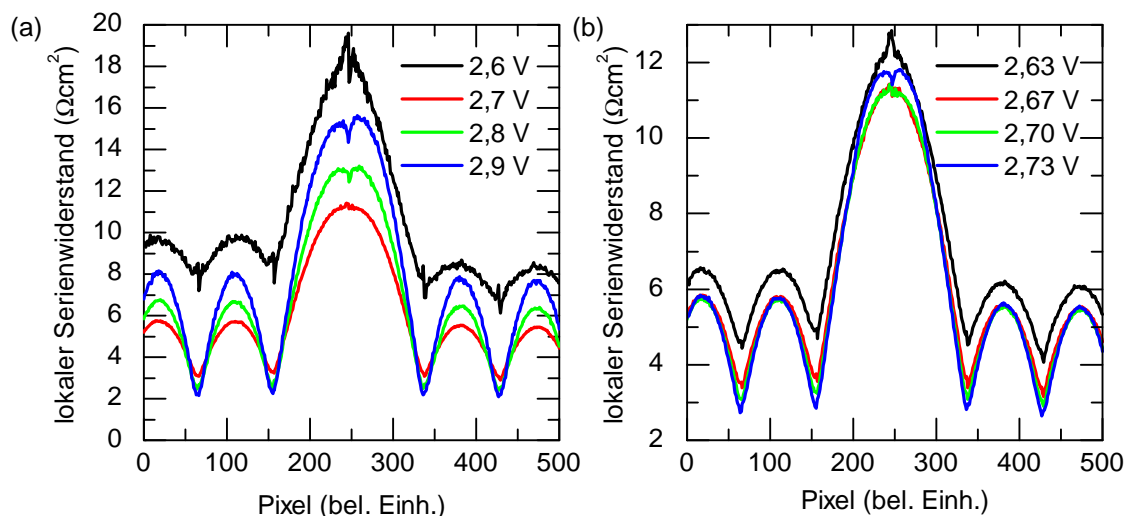


Abbildung 8.21: Quantitative $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{\text{ext},A}$ bei Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$.

um die optimalen Einstellungen zu finden. Am gebrochenen Kontaktfinger sind die Ergebnisse für 2,67 V und 2,7 V nahezu identisch, aber aufgrund der etwas höheren und damit realistischeren Werten bei den intakten Kontaktfingern ist $U_{\text{ext},A}=2,67$ V für die Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ am besten geeignet.

Aufgrund der stärkeren Beleuchtung der Mittelzelle ist die externe Spannung mit $U_{\text{ext},A}=2,67$ V für Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ etwas größer als für Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ mit $U_{\text{ext},A}=2,63$ V. Zum direkten Vergleich ist in Abbildung 8.22 die jeweils bestmögliche $R_{s,xy}$ -Kurve unter beiden Beleuchtungsbedingungen A aufgetragen. Abbildung 8.11 zufolge sollte es keine Rolle spielen, wie stark die Mittelzelle unter Beleuchtungsbedingungen A angeregt ist. Experimentell zeigt sich in Abbildung 8.22 aber, dass die Variante mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, bei der die Photostromdichten in der Ober- und Mittelzelle um den gleichen Betrag reduziert werden, zu einem besseren Ergebnis führt, wenn $R_{s,xy}$ am gebrochenen Kontaktfinger minimal sein soll. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei höherer Intensität des 803 nm Lasers zur Beleuchtung der Mittelzelle größere Schwierigkeiten beim Aufnehmen des Oberzellenkurzschlussbildes hinsichtlich ungewollter Filtertransmission entstehen.

Zusätzlich ist in Abbildung 8.22 der mit dem dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell simulierte lokale Serienwiderstandsverlauf unter Beleuchtungsbedingungen $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ bei $U_{\text{ext}}=0$ eingetragen. Als Parameter für das SPICE-Modell wurden

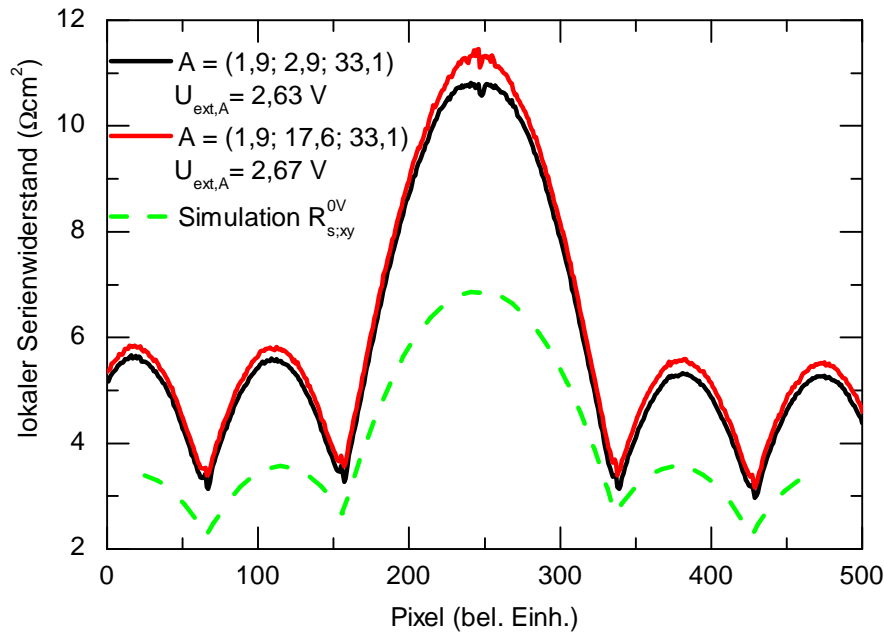


Abbildung 8.22: Bestmögliche $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ oder $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und jeweils $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ zusammen mit dem simulierten Verlauf.

wie für das vereinfachte Modell in diesem Kapitel die Werte aus Tabelle 8.1 gewählt. Hinsichtlich der quantitativen Werte ist ein deutlicher Unterschied feststellbar. Dies liegt einerseits mit Sicherheit daran, dass die benötigten Spannungen für das experimentell bestmögliche Ergebnis mit $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ noch etwas zu hoch sind. Andererseits stecken auch in der Simulation zahlreiche Unsicherheiten. Neben den J-U-Parametern, die relativ gut bestimmt werden können, tragen für diese Simulation die Komponenten des Serienwiderstands wesentlich bei. Dazu zählt der in Abschnitt 7.1 bestimmte Schichtwiderstand der Oberzelle, sowie die in Abschnitt 5.3.2 beschriebene Geometrie des Vorderseitenkontaktes. Abgesehen von den Unsicherheiten in diesen Größen sind andere, wenn auch weniger wichtige Beiträge zu $R_{s,xy}$, wie der Widerstand der Tunneldioden und die Kontaktwiderstände des Vorder- und Rückseitenkontaktes, vollständig vernachlässigt. In Anbetracht dessen ist davon auszugehen, dass der reale lokale Serienwiderstand zwischen der experimentellen Messung und der simulierten Kurve liegt.

8.5.2 Mittelzellenlimitierte Ergebnisse

Eine mittelzellenlimitierte $R_{s,xy}$ -Auswertung ist für die Beleuchtungsbedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$ bei $U_{ext,A}=2,7\text{ V}$ in Abbildung 8.23 gezeigt. Die zugehörigen Lumineszenzbilder unter Beleuchtungsbedingungen B wurden im Bereich von 2,3 V bis 2,8 V aufgenommen. In qualitativer Hinsicht sind die

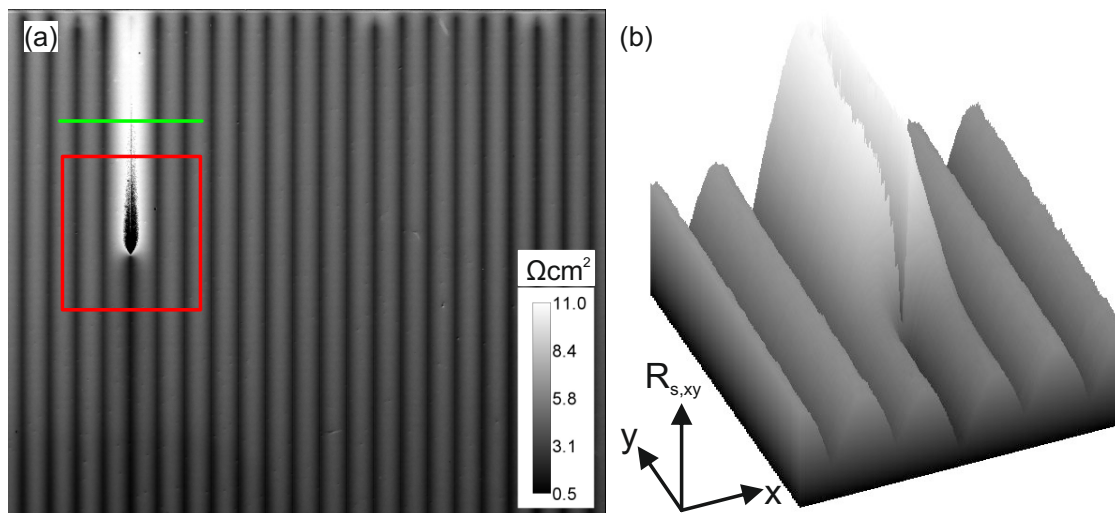


Abbildung 8.23: Ermitteltes Serienwiderstandsbild (a) für die mittelzellenlimitierten Bedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$, $U_{ext,A}=2,7\text{ V}$ und $U_{ext,B}=2,3\text{ V}..2,8\text{ V}$ mit zusätzlich dreidimensionaler Darstellung (b) innerhalb des roten Rechtecks.

gleichen Eigenschaften wie für die oberzellenlimitierte Auswertung in Abbildung 8.18 zu erkennen. Es sind dies der gebrochene Kontaktfinger, die Schichtwiderstände, sowie der ohmsche Widerstand der Kontaktfinger selbst. Auch die bestrahlten Bereiche sind im Endergebnis nicht zu erkennen, obwohl die Mittelzelle am wenigsten widerstandsfähig gegenüber der Elektronenstrahlung ist. Allerdings weist der schwarze Bereich unmittelbar nach der Unterbrechung im Kontaktfinger, der sich in der dreidimensionalen Darstellung als abrupter Graben darstellt, darauf hin, dass an dieser Stelle kein passendes U_{ext,B^*} gefunden werden kann. Dass dies an Stellen erhöhten Serienwiderstands für zu kleine $U_{ext,A}$ passieren kann, ist bereits Abbildung 8.13(b) zu entnehmen.

Die Zwischenergebnisbilder hinsichtlich U_{ext,B^*} , ΔU_{mit} und ΔU_{unt} , welche für die in Abbildung 8.23 gezeigte Auswertung in Abbildung 8.24 dargestellt sind, zeigen anhand der Profilverläufe entlang der grünen Linien bereits Schwierigkeiten am gebrochenen Kontaktfinger ein passendes U_{ext,B^*} zu finden. Als Konsequenz daraus kann an diesen Stellen auch der Spannungsunterschied an der Mittel- und Unterzelle

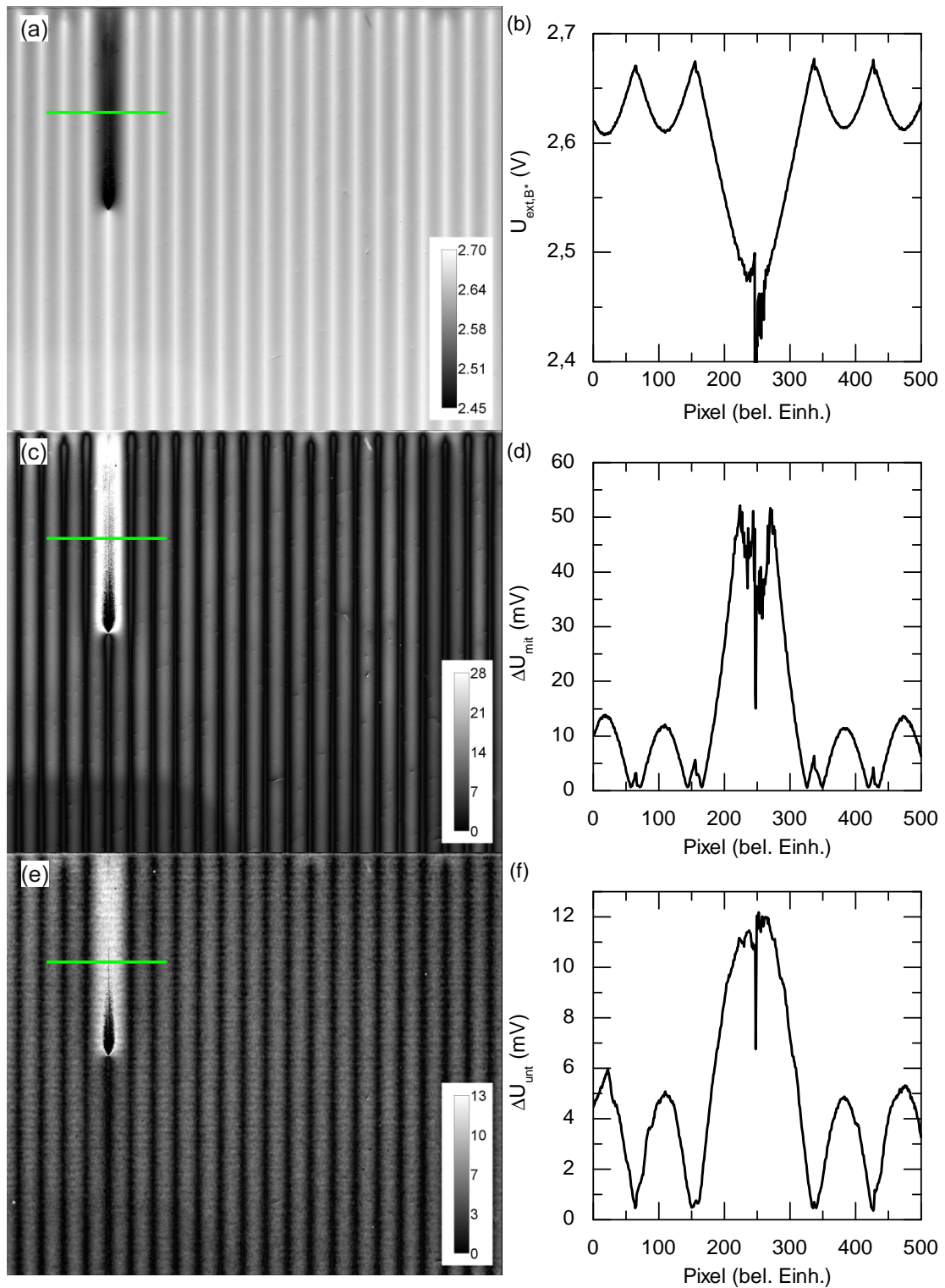


Abbildung 8.24: Zwischenergebnisbild und Profilverlauf entlang der grünen Linie für U_{ext,B^*} (a), (b), ΔU_{mit} (c), (d) und ΔU_{unt} (e), (f) für die mittelzellenlimitierte Auswertung mit $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$, $U_{ext,A}=2,7$ V und $U_{ext,B}=2,3$ V..2,8 V.

nicht mehr bestimmt werden. Abgesehen davon ist der qualitative Verlauf erneut identisch zur oberzellenlimitierten Auswertung.

Zur quantitativen Betrachtung sind in Abbildung 8.25 die Profilverläufe für $R_{s,xy}$ entlang der grünen Linie in Abbildung 8.23 für verschiedene externe Spannungen $U_{ext,A}$ aufgetragen. Auch hier zeigt sich in Abbildung 8.25(a) das erwartete Verhalten,

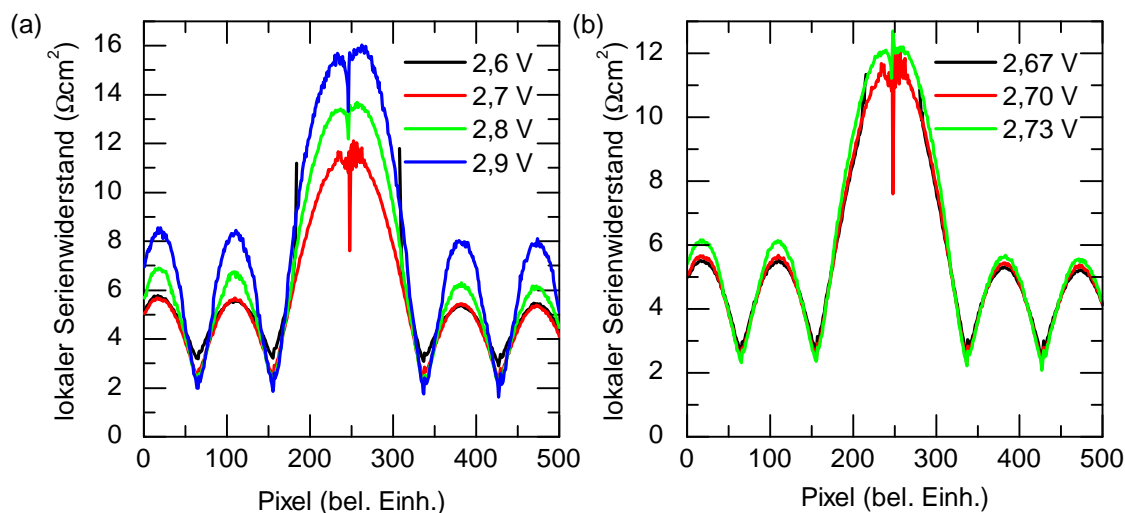


Abbildung 8.25: Quantitative $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.23 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{ext,A}$ bei Beleuchtungsbedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$.

dass zwischen den Kontaktfingern bzw. am gebrochenen Kontaktfinger der lokale Serienwiderstand mit $U_{ext,A}$ ansteigt, und bei den Kontaktfingern gegenläufig abfällt. Des Weiteren zeigt sich deutlich an der schwarzen Kurve mit $U_{ext,A}=2,6$ V, dass bei mittelzellenlimitierten Beleuchtungen in Bereichen mit hohem lokalem Serienwiderstand für zu kleine Spannungen $U_{ext,A}$ kein U_{ext,B^*} mit identischer Oberzellenlumineszenzintensität wie für $U_{ext,A}$ existiert und damit die Methode an diesen Stellen nicht angewendet werden kann. Dies ist auch nochmal deutlich in Abbildung 8.25(b) zu sehen, wo für einen engeren Spannungsbereich von 2,67 V bis 2,73 V die resultierenden $R_{s,xy}$ -Profilverläufe dargestellt sind. Um entlang des gesamten Profils einen Wert für $R_{s,xy}$ zu bekommen, ist eine Spannung von $U_{ext,A}=2,7$ V erforderlich. In den Bereichen zwischen den intakten Kontaktfingern wäre hingegen eine kleinere Spannung von $U_{ext,A}=2,67$ V besser. Auf der anderen Seite zeigt Abbildung 8.23 auch, dass selbst für $U_{ext,A}=2,7$ V nicht für das gesamte Bild eine Serienwiderstandsauswertung möglich ist.

Der Vergleich der mittelzellenlimitierten Auswertung bei $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$ und $U_{ext,A}=2,7$ V mit der bestmöglichen oberzellenlimitierten Auswertung

bei $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ und $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ ist in Abbildung 8.26 gezeigt. Zusätzlich sind die mit dem dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell simulierten $R_{s,xy}$ -Profile für die entsprechenden Beleuchtungszustände bei $U_{\text{ext}}=0\text{ V}$ eingetragen. Abgesehen vom quantitativen Unterschied zwischen dem experimentel-

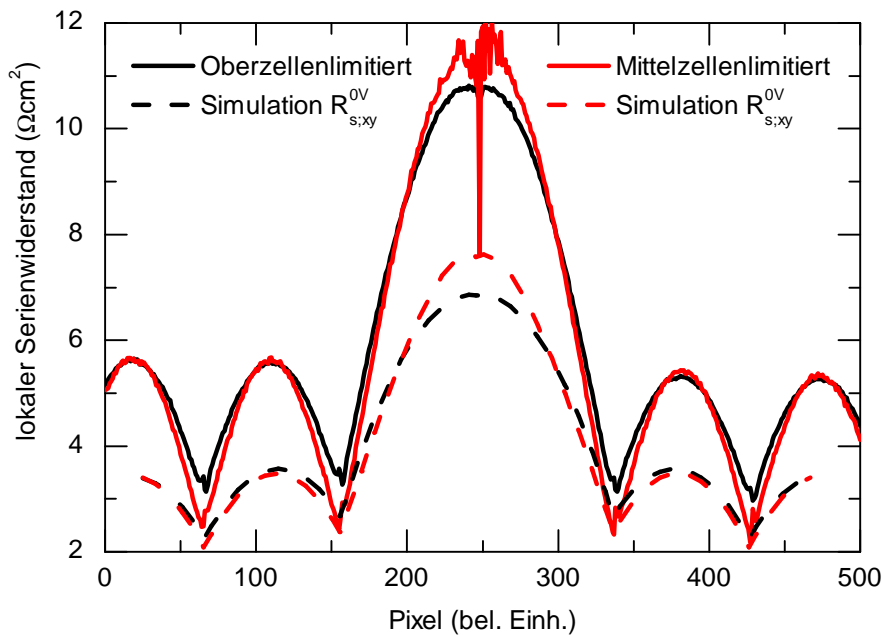


Abbildung 8.26: Vergleich der $R_{s,xy}$ -Profilverläufe für die oberzellenlimitierte Auswertung mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ und $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ sowie der mittelzellenlimitierten Auswertung mit $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$ und $U_{\text{ext},A}=2,7\text{ V}$ zusammen mit der jeweiligen Simulation bei $U_{\text{ext}}=0\text{ V}$.

len Ergebnis und der Simulation, welcher bereits im vorherigen Abschnitt erklärt wurde, ist das erwartete Verhalten vorzufinden. Wie in den simulierten Kurven in Abbildung 8.5, führt die mittelzellenlimitierte Beleuchtung an Positionen mit hohem lokalem Serienwiderstand zu größeren Werten als die oberzellenlimitierte Beleuchtungssituation und zum umgekehrten Verhalten in Bereichen niedriger $R_{s,xy}$. Die ausgezeichnete qualitative Übereinstimmung von Messung und Simulation ist insbesondere am unterbrochenen Kontaktfinger zu sehen. In der Mitte ist $R_{s,xy}$ für die mittelzellenlimitierte Situation größer und in Richtung intakten Kontaktfinger nähern sich beide Kurven an, bis sie sich kreuzen und schließlich am intakten Kontaktfinger der Wert für die Mittelzellenlimitierung kleiner ist.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem abschließenden Kapitel sollen an erster Stelle in Abschnitt 9.1 die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit nochmals kurz und prägnant zusammengefasst werden. Abschnitt 9.2 gibt darauf aufbauend einen Ausblick darauf, wie die gewonnenen Erkenntnisse weiterverwertet und auch auf zukünftige Solarzellgenerationen angewendet werden können.

9.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Lumineszenzcharakterisierung von GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen. Nach kurzer Rekapitulation der theoretischen Grundlagen von Solarzellen, insbesondere von Mehrfachsolarzellen, und der Elektro- und Photolumineszenz, werden zu Beginn die verwendeten experimentellen Methoden vorgestellt. Ausführlich wird dabei der im Wesentlichen verwendete EL- und PL-Aufbau erläutert, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und aufgebaut wurde. Neben dem elektrischen Kontaktsystem für die Solarzelle stellen die drei monochromatischen Lichtquellen mit 405 nm, 803 nm und 975 nm die zentralen Anregungsquellen für die Lumineszenz dar. Diese sind so abgestimmt, dass sie jeweils nur in einer Teilzelle absorbiert werden, was eine individuell unabhängige Teilzellenuntersuchung ermöglicht. Außerdem beleuchten sie mit Hilfe spezieller Optiken die gesamte Zellfläche homogen. Über geeignete Bandpassfilter, die auf Interferenz beruhen, kann das Lumineszenzsignal jeder Teilzelle von den Anregungslichtquellen sowie den anderen Teilzellen separiert werden. Zur orts aufgelösten Detektion der Intensität werden zwei Kameras verwendet. Die Bilder von der Ober- und Mittelzelle werden von einer Si-Kamera aufgenommen und die Kamera für die Unterzelle enthält einen HgCdTe-Sensor.

Mit Hilfe dieses Aufbaus wurde an den verwendeten GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen die Reziprozitätsrelation sowohl in spektraler Hinsicht als auch in deren exponentiellen Spannungsabhängigkeit erfolgreich verifiziert. Im Rahmen dieser grundlegenden Lumineszenzuntersuchungen wurden auch die besonderen Eigenheiten von Mehrachsolarzellen hinsichtlich EL- und PL-Bildern untersucht. Insbesondere ist dabei die bei Elektrolumineszenz auftretende elektrische Kopplung zu erwähnen. Diese beschreibt den Einfluss einer lokalen Inhomogenität in einer Teilzelle, z.B. einem Shunt, auf die EL-Bilder der anderen Teilzellen aufgrund der insgesamt veränderten Stromverteilung.

Neben den rein experimentellen Messungen wird als weiteres Werkzeug vieles durch SPICE Simulationen unterstützt oder verifiziert. Zur Nachbildung von J-U-Kennlinien wurde dazu ein Modell aufgestellt, welches für jede Teilzelle das Zweidiodenmodell annimmt und zusätzlich optische Kopplung berücksichtigt. Als Erweiterung dessen wurde ein dreidimensional quervernetztes Netzwerkmodell eingeführt, das die gesamte Zellfläche nachbildet und mit dessen Hilfe Lumineszenzbilder simuliert werden können. Um den Effekten von lokalen Inhomogenitäten dabei besser Rechnung tragen zu können, ist es aus Einheitszellen (Pixeln) variabler Größe aufgebaut, um einerseits die Rechenleistung des PC-Systems nicht zu überlasten, aber andererseits dennoch eine ausreichende Auflösung zu erhalten.

Als wesentliche Parameter dieser SPICE-Modelle sind die Sättigungssperrströme aller Teilzellen zu betrachten, welche in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe von optischer Kopplung erfolgreich bestimmt wurden. Optische Kopplung beschreibt den Effekt, dass Photonen aus strahlender Rekombination in einer Teilzelle in der darunterliegenden Teilzelle wieder absorbiert werden können. Da strahlende Rekombination, sprich Lumineszenz, von der Spannung am pn-Übergang abhängig ist, kann der resultierende optische Kopplungsstrom als Maß für die Spannung am pn-Übergang der darüberliegenden Teilzelle verwendet werden. Im vorgestellten EL- und PL-Aufbau kann dieser optische Kopplungsstrom an der gemessenen J-U-Kennlinie abgelesen werden, in dem nur die beiden anderen Teilzellen über die externen Lichtquellen angeregt werden. Mit Hilfe eines theoretisch hergeleiteten Zusammenhangs kann über die so ermittelten Wertepaare aus Photostrom in einer Teilzelle und optischer Kopplungsstrom in der darunterliegenden Teilzelle ein fester Zusammenhang zwischen den beiden Sättigungssperrströmen aus dem Zweidiodenmodell für eine Teilzelle ermittelt werden. Außerdem ergibt sich daraus die Effizienz der optischen Kopplung. Zur endgültigen Bestimmung aller Sättigungssperrströme ist noch ein Strom-Spannungs-Paar für jede Teilzelle notwendig. Dazu wird während eines Laserpulses die Leerlaufspannung einer Teilzelle gemessen, wobei sich der Kapazität der nicht beleuchteten Teilzellen

zu Nutzen gemacht wird, welche den notwendigen Messstrom aufnimmt. Mit den letztendlich bestimmten Parametern für die Zweidiodenmodelle aller drei Teilzellen sowie der optischen Kopplungseffizienzen lassen sich J-U-Kennlinien unter beliebigen Beleuchtungsbedingungen mit hoher Präzision simulieren.

Durch die Möglichkeit der Bestimmung der J-U-Parameter der GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle können zusammen mit dem dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell auch weitere Solarzeleigenschaften analysiert werden. Am Beispiel einer Zelle mit unterbrochenem Kontaktfinger konnten die Schichtwiderstände zwischen den jeweiligen pn-Übergängen der Teilzellen bestimmt werden, indem simulierte EL-Bilder der realen Messung angepasst wurden. Darauf aufbauend wurde an einer weiteren Zelle, welche einen lokalisierten Shunt in der Oberzelle besitzt, gezeigt, dass sich auch der ohmsche Shuntwiderstand quantitativ bestimmen lässt. Dazu wurden die gemessenen EL-Intensitätsprofile, die aufgrund der elektrischen Kopplung bei allen drei Teilzellen durch den Shunt geprägt sind, über das SPICE-Netzwerkmodell nachgebildet. Ein unabhängiger Quervergleich von gemessenem und simuliertem PL-Bild und Dunkelkennlinie bestätigt das Ergebnis dabei ausgezeichnet.

Als ganzflächige Auswertung, welche ausschließlich auf Lumineszenzbildern aller drei Teilzellen beruht, wurde die lokale Serienwiderstandsbestimmung eingeführt. Die Methode beruht darauf, dass unter zwei verschiedenen Beleuchtungsbedingungen die lokale Spannung an der Oberzelle mittels der externen Gesamtspannung konstant bleibt und damit Unsicherheiten anhand der lokalen J-U-Parameter eliminiert werden. Die theoretischen Grundprinzipien wurden dabei ausführlich hergeleitet und mittels Simulation wurden die experimentell optimalen Parameter hinsichtlich Spannung und Beleuchtung der einzelnen Teilzellen bestimmt. Die Unabhängigkeit gegenüber inhomogenen J-U-Parameter, welche einen großen Einfluss auf die Lumineszenzbilder haben können, wurde experimentell an einer teilweise mit Elektronen bestrahlten Zelle nachgewiesen. Im Ergebnisbild sind die relevanten Parameter für den lokalen Serienwiderstand klar zu erkennen. Ein unterbrochener Kontaktfinger erhöht diesen im nachfolgenden Zellbereich erheblich. Außerdem nimmt der lokale Serienwiderstand aufgrund des Oberzellenschichtwiderstands zwischen zwei Kontaktfingern parabelförmig zu. Als dritter Beitrag zum lokalen Serienwiderstand konnte der ohmsche Widerstand der Kontaktfinger selbst identifiziert werden. Als Besonderheit von Mehrfachsolarzellen wurde noch der Einfluss der Limitierung untersucht. Dabei wurde experimentell als auch über Simulation nachgewiesen, dass bei einer Mittelzellenlimitierung im Vergleich zur üblichen Oberzellenlimitierung bei GaInP₂/Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen der lokale Serienwiderstand zwischen den Kontaktfingern größer ist und am Kontaktfinger dafür kleiner ist. Die Ursache

liegt darin begründet, dass für eine Mittelzellenlimitierung der Stromfluss Richtung Kontaktfinger auch über den Mittelzellenschichtwiderstand zwischen Mittel- und Oberzelle stattfinden kann.

9.2 Ausblick

Der aufgebaute EL- und PL-Messplatz, die SPICE-Modelle als auch die Analysemethoden können zukünftig vielfältig weiterverwendet und weiterentwickelt werden. Das dreidimensionale Netzwerkmodell kann beispielsweise zur Simulation verschiedenster Inhomogenitäten, wie eine teilweise Abschattung oder auch ungleichmäßige Strahlungsdegradation, benutzt werden. Auch die Einwirkung verschiedener Defekte auf die elektrische Leistung kann studiert werden. Für die Modellierung bestrahlter Zellen sowie die Ermittlung von Temperaturkoeffizienten der Teilzellen bietet hingegen die neu vorgestellte Methode zur Bestimmung der Teilzellkennlinien einen großen Vorteil. So kann zukünftig mit richtigen Mehrfachsolarzellen gearbeitet werden, und nicht wie bisher mit Sätzen von Komponentenzellen, um Zugriff auf die Teilzeleigenschaften zu bekommen.

Zur orts aufgelösten Charakterisierung bildet die Methode zur Bestimmung des lokalen Serienwiderstands eine hervorragende Basis, denn für jegliche orts aufgelöste Analyse ist sowohl der lokale Strom, als auch die lokale Spannung von großer Wichtigkeit. Zur Ermittlung des lokalen Stromes können verschiedene Ansätze gewählt werden, wie beispielsweise die Annahme homogener Unterzellenparameter, welche über die Kennlinienmethode und optischer Kopplung bestimmt werden können. Zusammen mit dem extern messbaren Gesamtstrom und dem Unterzellenlumineszenzbild kann damit der lokale Strom berechnet werden. Um auch Zugriff auf die lokalen Teilzellspannungen zu bekommen, ist einerseits die externe Gesamtspannung messbar und andererseits liefern die Lumineszenzbilder eine relative Spannungsinformation. Der lokale Serienwiderstand zusammen mit dem lokalen Strom ermöglicht es nun, den Spannungsabfall an den pn-Übergängen absolut zu bestimmen und damit vielerlei verschiedene Auswertungen zu entwickeln.

In absehbarer Zeit werden sowohl in der Raumfahrt als auch in der terrestrischen Konzentratoranwendung Mehrfachsolarzellen mit mehr als drei Teilzellen zum Einsatz kommen. Der vorhandene EL- und PL-Aufbau muss dafür pro zusätzlicher Teilzelle um eine passende Lichtquelle sowie einen Filter vor der Kamera aufgerüstet werden. Damit lassen sich alle in dieser Arbeit auf Dreifachsolarzellen vorgestellten Ergebnisse direkt auf neue Mehrfachsolarzellen anpassen. Die SPICE-Modelle können dabei

einfach um weitere Dioden und Stromquellen in Serie ergänzt werden. Auch die Methode zur Bestimmung der Teilzellkennlinien kann beim Vorhandensein passender Lichtquellen direkt weiterentwickelt werden. Neue Herausforderungen könnten dabei allerdings entstehen, wenn aufgrund einer bestmöglichen Stromanpassung stark teiltransparente Teilzellen eingebaut werden und es somit schwierig ist den alleinigen optischen Kopplungsstrom zu messen. Nicht zuletzt ist auch die eingeführte Serienwiderstandsbestimmung unmittelbar auf Solarzellen mit mehr als drei Teilzellen erweiterbar. Äquivalent zur existierenden Methode muss lediglich auch die Spannungsdifferenz in den neuen Teilzellen zusätzlich berücksichtigt werden.

Anhang A

LTspice Netzliste einer Dreifachsolarzelle

Eine exemplarische LTspice Netzliste, welche das in Abbildung 5.1 gezeigte Ersatzschaltbild beschreibt, sieht folgendermaßen aus:

```
#Netzliste der Dreifachsolarzelle
#Spannungsquelle
V1 N1 0 1
#Dioden
D1 N1 N2 Ober1
D2 N1 N2 Ober2
D3 N2 N3 Mittel1
D4 N2 N3 Mittel2
D5 N3 0 Unter1
D6 N3 0 Unter2
#Lichtquellen
Iober N2 N1 19.2
Imittel N3 N2 19.2
Iunter 0 N3 18.8
#Optische Kopplung
Bmittel N3 N2 I=0.074*I(D1)
Bunter 0 N3 I=0.356*I(D3)
#Diodenparameter
.model Ober1 d=(is=1.3e-23)
.model Ober2 d=(is=4.35e-12 n=2)
.model Mittel1 d=(is=1.9e-16)
```

```
.model Mittel2 d=(is=5.8e-9 n=2)
.model Unter1 d=(is=2.1e-3)
.model Unter2 d=(is=1.1e-2 n=2)
#Simulationsbereich
.dc V1 0 3 0.01
.end
```

Anhang B

Abbildungsverzeichnis

1.1	Historische Entwicklung der Laborwirkungsgrade verschiedener Solarzellentechnologien, zur Verfügung gestellt von National Renewable Energy Laboratory, Golden, CO.	4
1.2	Ein Flügel eines typischen Solargenerators für Telekommunikationssatelliten belegt mit GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzellen. Photograph: Jürgen Dannenberg, ©Astrium GmbH.	5
2.1	Banddiagramm einer pn-Einfachsolarzelle unter Beleuchtung mit den entsprechenden Prozessen: Absorption, Thermalisation und Extraktion.	8
2.2	Strom-Spannungs-Kennlinien mit charakteristischen Werten einer idealen Solarzelle im dunklen und beleuchteten Zustand in linearer (a) und halblogarithmischer (b) Darstellung. Zusätzlich die Dunkelkennlinie einer realen Solarzelle nach dem Zweidiodenmodell inklusive Parallel- und Serienwiderstand.	12
2.3	Ersatzschaltbild einer realen Einfachsolarzelle mit Zweidiodenmodell J ₀₁ und J ₀₂ , Photostromdichte J _{Ph} sowie Serien- R _s und Parallelwiderstand R _p	13
2.4	AM0-Spektrum [AST13] mit dem Energieanteil, den eine Si-Solarzelle (a) und eine gitterangepasste GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge (b) in elektrische Energie umwandeln kann. Dazu wird 100 % Quanteneffizienz und eine typische MPP-Spannung angenommen [Bau07a].	15
2.5	GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit einer Gesamtfläche von 30,18 cm ²	16

2.6	(a) Effekt von Vorderseiten- (engl. front surface field, FSF) und Rückseitenfeld (engl. back surface field, BSF) auf die jeweiligen Minoritätsladungsträger. (b) Schematisches Banddiagramm und Funktionsprinzip eines Tunnelkontakts (TK) zwischen zwei Teilzellen einer Mehrfachsolarzelle. Aus Übersichtlichkeitsgründen ist das FSF und BSF nicht dargestellt.	17
2.7	Schematisches Banddiagramm einer beleuchteten Dreifachsolarzelle unter Vernachlässigung von BSF und FSF.	18
2.8	Typischer, nicht maßstäblicher Schichtaufbau einer GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle [Zim06].	19
2.9	Schematischer Schichtaufbau einer (a) Ober-, (b) Mittel- und (c) Unterkomponentenzelle.	20
3.1	Innenansicht des im Rahmen der Promotion aufgebauten EL- und PL-Messplatzes unter Oberzellenanregung mittels des 405 nm LED-Arrays.	24
3.2	Spektrum der im Aufbau auftretenden Wellenlängen in nicht-maßstäblicher Skalierung. In blau die 405 nm Anregungs- und 660 nm Lumineszenzwellenlänge der Oberzelle. Grün bzw. rot sind die jeweiligen Spektren für die Mittel- (803 nm/885 nm) und Unterzelle (975 nm/1750 nm) dargestellt. Die schwarzen Kurven zeigen die Transmissionskennlinien der entsprechenden optischen Filter.	25
3.3	EL-Bilder der Ober- (a), Mittel- (b) und Unterzelle (c) einer 8x4 cm ² GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle bei 100 mA Gesamtstrom für die Ober- und Mittelzelle sowie 500 mA für die Unterzelle.	28
3.4	Abhängigkeit des gemittelten Nullbildes von der Belichtungszeit für die CCD- und CMOS-Si-Kamera.	30
3.5	Abhängigkeit des gemittelten Pixelwertes von der Belichtungszeit bei einer Mittelzellaufnahme mit 50 mA bei der CCD- und CMOS-Si-Kamera.	31
3.6	Abhängigkeit des gemittelten Pixelwertes von der Blendenstufe bei einer Oberzellaufnahme mit 10 mA für die CCD-Si-Kamera und bei einer Mittelzellaufnahme mit 50 mA für die CMOS-Si-Kamera.	32
3.7	EL-Bilder mit einem 10 nm breiten Bandpassfilter mit Zentralwellenlänge von 920 nm für die CCD-Kamera (a) mit Etalon-Effekt und die CMOS-Kamera (b) ohne Etalon-Effekt.	34

3.8	(a) Zeitliche Drift des gemittelten Nullbildwertes für verschiedene Belichtungszeiten. (b) Abhängigkeit des gemittelten und um das Nullbild korrigierten Pixelwertes von der Belichtungszeit eines Unterzellen-EL-Bildes bei 1 A.	35
3.9	Schematische Darstellung der optischen Abbildung der Solarzelle G mit Gegenstandsweite g über das Objektiv mit Brennweite f auf den Kamerasensor B mit Bildweite b	36
3.10	Identischer Ausschnitt des Oberzellen-EL-Bildes aus Abbildung 3.3 (a) aus einem Bild der 1 Megapixel CCD-Kamera auf dem die ganze $8 \times 4 \text{ cm}^2$ Zelle abgebildet ist (a) und aus einem maximal gezoomten Bild mit der 4 Megapixel CMOS-Kamera (b).	37
3.11	Schematische Darstellung des in den Lumineszenzmessplatz integrierbaren Diodenarray-Spektrometers.	38
3.12	(a) Messprinzip der 4-Leiter-Kontaktierung mit Leitungswiderständen R_L . (b) Gemessene Dunkelkennlinie mit 2-Leiter- und 4-Leiter-Kontaktierung in logarithmischer Darstellung.	39
3.13	Mit einem Oszilloskop und computergestütztem Messwerterfassungssystem gemessener Spannungsverlauf einer Dreifachsolarzelle jeweils während eines Pulses mit dem 975 nm Laser.	40
3.14	Schematischer Aufbau des EQE-Messplatzes für Mehrfachsolarzellen.	41
3.15	Schematischer Aufbau des Transmissionsspektrometers.	43
4.1	EQE der Ober- (a,b), Mittel- (c,d) und Unterzelle (e,f), sowie die über die Reziprozitätsrelation (Gleichung 2.20) berechnete spektrale EL-Intensität im Vergleich zu einem gemessenen EL-Spektrum.	46
4.2	Über die Zellfläche gemittelte integrale EL- bzw. PL-Intensität (korrigiert um den Kurzschlussanteil Φ_K) einer GaInP ₂ -Oberkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) aus Gleichung 2.24 bei 300 K.	48
4.3	Gemittelte Lumineszenzintensität Φ_K unter Kurzschlussbedingungen und Ausgleichsursprungsgerade (a) und deren Verhältnis zum spannungsbestimmten Intensitätsanteil Φ_{UL} (b) einer GaInP ₂ -Oberkomponentenzelle in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte.	49
4.4	Über die Zellfläche gemittelte integrale EL- bzw. PL-Intensität (korrigiert um Φ_K) einer Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) aus Gleichung 2.24 bei 300 K.	51

4.5	Gemittelte Lumineszenzintensität Φ_K unter Kurzschlussbedingungen und Ausgleichsursprungsgerade (a) und deren Verhältnis zum spannungsbestimmten Intensitätsanteil Φ_{U_L} (b) einer Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte.	52
4.6	Über die Zellfläche gemittelte integrale EL- bzw. PL-Intensität (korrigiert um Φ_K) einer Ge-Unterkomponentenzelle zusammen mit der theoretischen Reziprozitätsrelation (RR) aus Gleichung 2.24 bei 300 K.	53
4.7	Gemittelte Lumineszenzintensität Φ_K unter Kurzschlussbedingungen (a) und deren Verhältnis zum spannungsbestimmten Intensitätsanteil Φ_{U_L} (b) einer Ge-Unterkomponentenzelle in Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte.	54
4.8	Verhältnis der Kurzschlussintensität Φ_K zum kurzschlusskorrigierten Intensitätsanteil unter Leerlaufbedingungen Φ_{U_L} für die Ober- und Mittelzelle einer Dreifachzelle in Abhängigkeit der externen Gesamtspannung bei der jeweils das entsprechende Kurzschlussbild aufgenommen wurde.	56
4.9	(a) EL-Oberzellenbild mit 33 mA/cm^2 und (b) PL-Oberzellenbild mit $80 \text{ mW/cm}^2 @ 405 \text{ nm}$ einer GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle. .	57
4.10	Intensitätsprofile des EL- und PL-Bildes entlang der roten Linie in Abbildung 4.9.	58
4.11	Lumineszenzbilder einer $4 \times 4 \text{ cm}^2$ Dreifachsolarzelle, die teilweise mit 1 MeV Elektronen bestrahlt wurde, wobei die Gesamtdosis innerhalb des kleinen Kreises $1 \cdot 10^{15} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ und innerhalb des größeren Kreises $3 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ betrug. (a)-(c) PL-Bilder der Oberzelle mit $80 \text{ mW/cm}^2 @ 405 \text{ nm}$, der Mittelzelle mit $30 \text{ mW/cm}^2 @ 803 \text{ nm}$ und der Unterzelle mit $35 \text{ mW/cm}^2 @ 975 \text{ nm}$. (d)-(f) EL-Bilder der Ober-, Mittel- und Unterzelle bei 33 mA/cm^2	59
4.12	Intensitätsprofile der Oberzellen EL- und PL-Bilder entlang der roten Linie in Abbildung 4.11.	62
5.1	Ersatzschaltbild einer beleuchteten Dreifachsolarzelle nach dem Zweidiodenmodell ohne Serien- und Parallelwiderstand, aber mit optischer Kopplung.	65
5.2	Ausschnitt des quervernetzten Netzwerkmodells einer Dreifachsolarzelle mit den charakteristischen Widerständen R_{ob} , R_{mit} , R_{unt} und R_K . Aus Übersichtlichkeitsgründen ist jede Teilzelle vereinfacht durch eine Diode repräsentiert.	67

5.3	Nicht-maßstäbliche Darstellung der Vorderseitenkontaktgeometrie des dreidimensionalen SPICE-Modells.	68
5.4	Nicht-maßstäbliche Darstellung der verschiedenen Pixelgrößen in einem Ausschnitt mit allen relevanten Übergängen zwischen dem normalen (grün) und gezoomten (blau) Bereich, sowie dem Sammelbalken (hellgrau) und Kontaktfingern (dunkelgrau).	70
5.5	Schematische Darstellung der Widerstände $R_1 = R_{\square,i} \cdot 3550/300$, $R_2 = R_{\square,i} \cdot 210/120$ und $R_3 = R_{\square,i} \cdot 120/120$ für die Quervernetzung an den Übergängen verschiedener Pixelgrößen.	72
5.6	Simuliertes Oberzellenspannungsbild mit dem dreidimensionalen Netzwerkmodell einer Zelle mit unterbrochenem Kontaktfinger bei einer gemittelten Stromdichte von $16,6 \text{ mA/cm}^2$	73
5.7	Spannungsprofile entlang der in Abbildung 5.6 eingezeichneten Linien parallel zwischen zwei Kontaktfingern (a) und senkrecht zu den Kontaktfingern (b) zusammen mit einer Auftragung der simulierten Spannungswerte über die realen Distanzen.	74
6.1	Schematische Darstellung der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle sowie Mittel- und Unterzelle.	79
6.2	J-U-Kennlinien einer $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As/Ge}$ -Dreifachsolarzelle mit extern beleuchteter Ober-, Mittel- und Unterzelle in schwarz, beleuchteter Ober- und Mittelzelle in rot, beleuchteter Ober- und Unterzelle in grün und ausschließlich extern beleuchteter Oberzelle in blau.	85
6.3	J-U-Kennlinien einer anderen $\text{GaInP}_2/\text{Ga(In)As/Ge}$ -Dreifachsolarzelle mit ausgeprägter Rückwärtscharakteristik in der Unterzelle bei extern beleuchteter Ober- und Unterzelle in grün und ausschließlich beleuchteter Oberzelle in blau.	86
6.4	(a) Ober- und unterzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit variablem $J_{\text{Ph,ob}}$ und festem $J_{\text{Ph,unt}}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der J_{ext} abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit der kleinsten optischen Kopplungsstromdichte aus (a) in stark gespreizter Skala zur Verdeutlichung der Unsicherheit von J_{ext}	91
6.5	(a) Ober-, mittel- und unterzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit variablem $J_{\text{Ph,ob}}$ sowie festem $J_{\text{Ph,mit}}$ und $J_{\text{Ph,unt}}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der $J_{\text{Ph,ob}}$ abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit der kleinsten Photostromdichte aus (a) in stark gespreizter Skala zur Verdeutlichung der Unsicherheit von $J_{\text{Ph,ob}}$	92

6.6	Experimentell ermittelte $(J_{\text{ext}}, J_{\text{Ph,ob}})$ -Wertepaare für die optische Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle angepasst an Gleichung 6.16.	93
6.7	(a) Ober- und mittelzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit festem $J_{\text{Ph,ob}}$ und variablem $J_{\text{Ph,unt}}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der J_{ext} abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit der kleinsten optischen Kopplungsstromdichte aus (a) in stark gespreizter Skala zur Verdeutlichung der Unsicherheit von J_{ext} .	94
6.8	(a) Ober-, mittel- und unterzellenbeleuchtete J-U-Kennlinien mit variablem $J_{\text{Ph,mit}}$ sowie festem $J_{\text{Ph,ob}}$ und $J_{\text{Ph,unt}}$. Die schwarzen Punkte zeigen die Position an, an der $J_{\text{Ph,mit}}^*$ abgelesen wurde. (b) J-U-Kennlinie mit konstanten Photostromdichten $J_{\text{Ph,ob}}=19,2 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{\text{Ph,unt}}=45,5 \text{ mA/cm}^2$ sowie kleinstmöglichen Änderungen in der Leistung des 803 nm Lasers.	95
6.9	Abhängigkeit der optischen Kopplungsstromdichte J_{ext} in der Unterzelle von der Photostromdichte $J_{\text{Ph,ob}}$ in der Oberzelle bei fester Mittelzellenbeleuchtung.	96
6.10	Experimentell ermittelte $(J_{\text{ext}}, J_{\text{Ph,mit}}^*)$ -Wertepaare für die optische Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle angepasst an Gleichung 6.16.	97
6.11	(a) PL-Bild der Unterzelle bei einer 975 nm Laserleistung von 15 W. (b) J-U-Kennlinien mit konstanten Photostromdichten $J_{\text{Ph,ob}}=19,2 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{\text{Ph,mit}}=18,9 \text{ mA/cm}^2$ sowie kleinstmöglichen Änderungen in der Leistung des 975 nm Lasers.	99
6.12	Experimentell ermittelte $(\Phi_{\text{unt}}, J_{\text{Ph,unt}})$ -Wertepaare anhand der PL-Bilder der Unterzelle angepasst an Gleichung 6.21.	100
6.13	(a) PL-Bild der Oberzelle bei einer korrespondierenden Photostromdichte von $J_{\text{Ph,ob}}=2,8 \text{ mA/cm}^2$. Das rote und grüne Rechteck grenzen die beiden Auswertungsbereiche ein. (b) Experimentell ermittelte $(\Phi_{\text{ob}}, J_{\text{Ph,ob}})$ -Wertepaare für den hellen und dunklen Bereich der PL-Bilder der Oberzelle angepasst an Gleichung 6.21.	102
6.14	(a) PL-Bild der Mittelzelle bei einer korrespondierenden Photostromdichte von $J_{\text{Ph,ob}}=5,6 \text{ mA/cm}^2$. (b) Experimentell ermittelte $(\Phi_{\text{mit}}, J_{\text{Ph,mit}})$ -Wertepaare der Mittelzelle angepasst an Gleichung 6.21.	103
6.15	Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle in rot und einer Silizium-Photodiode in schwarz beim Einschalten des 975 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W.	107

6.16 (a) J-U-Kennlinien einer Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle unter Beleuchtung mit dem 975 nm Laser bei einer Leistung von 5 W. (b) Zeitlicher Spannungsverlauf der Ga(In)As-Mittelkomponentenzelle in rot und der Photodiode in schwarz beim Einschalten des 975 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W.	109
6.17 Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle während eines 0,5 ms Pulses mit dem 975 nm Laser für verschiedene Leistungen.	111
6.18 Über PL und gepulste Spannungsmessung bestimmte Dunkelkennlinie der Unterzelle in linearer (a) und halb-logarithmischer (b) Darstellung zusammen mit den $(U_{L,unt}, J_{Ph,unt})$ -Wertepaaren aus Tabelle 6.8. . . .	112
6.19 Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle in rot und der Silizium-Photodiode in schwarz beim Einschalten des 803 nm Lasers mit einer Leistung von 5 W.	114
6.20 Zeitlicher Spannungsverlauf der Dreifachsolarzelle während eines 0,5 ms Pulses mit dem 803 nm Laser für verschiedene Leistungen.	116
6.21 Über optische Kopplung und gepulste Spannungsmessung bestimmte Dunkelkennlinie der Mittelzelle in linearer (a) und halb-logarithmischer (b) Darstellung zusammen mit den $(U_{L,mit}, J_{Ph,mit})$ -Wertepaaren aus Tabelle 6.9.	119
6.22 Über optische Kopplung und Leerlaufspannungsmessung bestimmte Dunkelkennlinie der Oberzelle in linearer (a) und halb-logarithmischer (b) Darstellung zusammen mit den $(U_{L,ob}, J_{Ph,ob})$ -Wertepaaren aus Tabelle 6.10.	121
6.23 $(J_{Ph,unt}, U_{L,unt})$ -Wertepaare für die Unterzelle aus Tabelle 6.8 mit dem zugehörigen Fit an das Zweidiodenmodell nach Gleichung 2.13. . . .	122
6.24 $(J_{Ph,mit}, U_{L,mu})$ -Wertepaare für die Mittelzelle mit der nach Gleichung 6.36 nachgebildeten Kurve anhand der ermittelten Parameter. . . .	125
6.25 $(J_{Ph,ob}, U_{L,om})$ -Wertepaare für die Oberzelle mit der nach Gleichung 6.36 nachgebildeten Kurve anhand der ermittelten Parameter. . . .	126
6.26 (a) J-U-Kennlinien der Dreifachsolarzelle unter extremen Beleuchtungssituationen aus Abbildung 6.2 zusammen mit den entsprechend simulierten Kennlinien mit den vorher bestimmten Parametern. (b) Gemessene und simulierte Dunkelkennlinie.	128
6.27 (a) EQE der Ober- und Mittelzelle. (b) EL-Spektrum mit $J_{EL}=211 \text{ mA/cm}^2$. (c) Nach Gleichung 6.40 mit $C^*=1$ berechnete Teilzellspannungen. . .	130
6.28 Vergleich des EL-Spektrums mit 211 mA/cm^2 des normalen Bereichs mit der Stelle der Inhomogenität.	131

6.29	Über die Reziprozitätsrelation und Gleichung 6.40 bestimmte Datenpunkte für den normalen Bereich ($C^*=1,4\cdot 10^9$) und die inhomogene Stelle ($C^*=2,8\cdot 10^9$) zusammen mit den über optische Kopplung bestimmten J-U-Kennlinien der Mittel- und Oberzelle.	132
7.1	Ganzflächige und gezoomte EL-Bilder der Ober- (a), Mittel- (b) und Unterzelle (c) einer $8\times 4\text{ cm}^2$ GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit unterbrochenem Kontaktfinger bei 500 mA Gesamtstrom.	139
7.2	Ausschnitt des quervernetzten Netzwerkmodells einer Dreifachsolarzelle mit gebrochenem Kontaktfinger.	140
7.3	Gemessener EL-Intensitätsverlauf senkrecht zum gebrochenen Kontaktfinger bei einem Gesamtstrom von 1000 mA für die Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) in schwarz zusammen mit simulierten Profilen bei verschiedenen Parametersätzen ($R_{\text{ob}}(\Omega/\square)$, $R_{\text{mit}}(\Omega/\square)$, $R_{\text{unt}}(\Omega/\square)$).	141
7.4	Simuliertes EL-Bild und die entsprechenden Intensitätsverläufe entlang der grünen Linie für verschiedene Gesamtströme mit den Schichtwiderständen (600, 170, 200) für die Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f).	144
7.5	Dunkelkennlinie der untersuchten Zelle zusammen mit den simulierten Dunkelkennlinien aus einem ein- und dreidimensionalen SPICE-Modell in halblogarithmischer (a) und linearer (b) Darstellung.	145
7.6	Ganzflächige EL- und PL-Bilder der Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) einer $8\times 4\text{ cm}^2$ GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit zahlreichen Inhomogenitäten. Insbesondere besitzt sie einen ausgeprägten Shunt in der Oberzelle, welcher sich im Zentrum des roten Quadrats befindet. Die EL-Bilder sind bei einem Gesamtstrom von 500 mA aufgenommen und die PL-Bilder bei ähnlichen Photoströmen von 447 mA für die Oberzelle, 495 mA für die Mittelzelle und 720 mA für die Unterzelle.	148
7.7	Gezoomte EL- und PL-Bilder des in Abbildung 7.6 rot eingezeichneten Quadrats mit identischer Anregung.	149
7.8	Ausschnitt des quervernetzten Netzwerkmodells einer Dreifachsolarzelle mit einem Shunt in der Oberzelle.	150

7.9	Simuliertes EL-Bild für einen Gesamtstrom von 500 mA sowie die gemessenen und simulierten EL-Intensitätsprofile für die Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) bei einem Shuntwiderstand von 800Ω	152
7.10	Simuliertes PL-Bild für einen Gesamtphotostrom von 447 mA (a) sowie die gemessenen und simulierten PL-Intensitätsprofile (b) für die Oberzelle bei einem Shuntwiderstand von 800Ω	153
7.11	Dunkelkennlinie der untersuchten Zelle mit Shunts zusammen mit den simulierten Dunkelkennlinien aus dem ein- und dreidimensionalen SPICE-Modell.	154
8.1	Stromverteilung im trapezförmigen Kontaktfinger im Solarzellbetrieb.	158
8.2	Prinzipieller Aufbau des Corescanners [Dyc12].	159
8.3	Zweidimensionaler Schnitt durch das dreidimensionale Netzwerkmodell zur vereinfachten Simulation des lokalen Serienwiderstands.	167
8.4	Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für verschiedene oberzellenlimitierte Beleuchtungen.	168
8.5	Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für eine mittelzellenlimitierte Beleuchtung (16,7; 13,4; 33,1).	170
8.6	Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für verschiedene mittelzellenlimitierte Beleuchtungen mit dem normalen Schichtwiderstand $R_{\text{mid}}=170 \Omega$ (durchgezogene Kurven) und einen erniedrigten Schichtwiderstand von $R_{\text{mid}}=17 \Omega$ (gestrichelte Kurve).	171
8.7	Ersatzschaltbild eines Pixels mit den relevanten Größen zur Bestimmung von $R_{\text{s,xy}}$	172
8.8	Simulation aller relevanten Parameter für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für die eingeführte Methode des lokalen Serienwiderstands mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$	175
8.9	Verwendete Spline-Interpolation zur Bestimmung der lokalen Spannung $U_{\text{ext,B}^*}$ (a) sowie der Lumineszenzintensität $\Phi_{\text{mit,B}^*}$ (b) am simulierten Beispiel bei Pos2 aus Abbildung 8.8.	176

8.10	Simulation von $R_{s,xy}$ nach Gleichung 8.23 für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für zwei verschiedene Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $A=(1,9; 2,9; 33,1)$. Als Referenz sind gestrichelt auch die Kurven aus Abbildung 8.4 dargestellt.	178
8.11	Simulation von $R_{s,xy}$ nach Gleichung 8.23 für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für zwei verschiedene Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ aufgetragen über der jeweiligen Oberzellenspannung, welche für die Lumineszenzintensität ausschlaggebend ist.	179
8.12	Simulierter lokaler Serienwiderstand für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für verschiedene oberzellenlimitierte Beleuchtungen aufgetragen über der jeweiligen Oberzellenspannung, welche für die Lumineszenzintensität ausschlaggebend ist.	180
8.13	Simulation aller relevanten Parameter für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für die eingeführte Methode des lokalen Serienwiderstands mit $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$	181
8.14	Verwendete Spline-Interpolation zur Bestimmung der lokalen Spannung U_{ext,B^*} (a) sowie der Lumineszenzintensität Φ_{mit,B^*} (b) am simulierten Beispiel bei Pos2 aus Abbildung 8.13.	181
8.15	Simulation von $R_{s,xy}$ nach Gleichung 8.23 für Pos1 (a) und Pos2 (b) nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.3 für die Beleuchtungsbedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$. Als Referenz sind auch die Kurven aus Abbildung 8.6 zusätzlich dargestellt.	182
8.16	Ganzflächige EL- und PL-Bilder der Ober- (a), (b), Mittel- (c), (d) und Unterzelle (e), (f) einer $8 \times 4 \text{ cm}^2$ GaInP ₂ /Ga(In)As/Ge-Dreifachsolarzelle mit drei unterbrochenen Kontaktfingern und zwei elektronenbestrahlten Bereichen. Die EL-Bilder sind bei einem Gesamtstrom von 500 mA aufgenommen und die PL-Bilder bei Photoströmen von 504 mA für die Oberzelle, 531 mA für die Mittelzelle und 1000 mA für die Unterzelle.	184
8.17	Gezoomte Lumineszenzbilder der Ober- (a), Mittel- (b) und Unterzelle (c) innerhalb des blau eingezeichneten Rechtecks in Abbildung 8.16 bei Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und einer externen Spannung von 2,63 V.	185

-
- 8.18 Ermittelttes Serienwiderstandsbild (a) für die oberzellenlimitierten Bedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$, $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ und $U_{\text{ext},B}=2,3\text{ V}..2,63\text{ V}$ mit zusätzlich dreidimensionaler Darstellung (b) innerhalb des roten Rechtecks. 185
- 8.19 Zwischenergebnisbild und Profilverlauf entlang der grünen Linie für U_{ext,B^*} (a), (b), ΔU_{mit} (c), (d) und ΔU_{unt} (e), (f) für die oberzellenlimitierte Auswertung mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$, $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ und $U_{\text{ext},B}=2,3\text{ V}..2,63\text{ V}$ 187
- 8.20 Quantitative $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{\text{ext},A}$ bei Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$. 188
- 8.21 Quantitative $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{\text{ext},A}$ bei Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ und $B=(16,7; 17,6; 33,1)$. 190
- 8.22 Bestmögliche $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.18 grün eingezeichneten Linie für verschiedene Beleuchtungsbedingungen $A=(1,9; 17,6; 33,1)$ oder $A=(1,9; 2,9; 33,1)$ und jeweils $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ zusammen mit dem simulierten Verlauf. 191
- 8.23 Ermittelttes Serienwiderstandsbild (a) für die mittelzellenlimitierten Bedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$, $U_{\text{ext},A}=2,7\text{ V}$ und $U_{\text{ext},B}=2,3\text{ V}..2,8\text{ V}$ mit zusätzlich dreidimensionaler Darstellung (b) innerhalb des roten Rechtecks. 192
- 8.24 Zwischenergebnisbild und Profilverlauf entlang der grünen Linie für U_{ext,B^*} (a), (b), ΔU_{mit} (c), (d) und ΔU_{unt} (e), (f) für die mittelzellenlimitierte Auswertung mit $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$, $U_{\text{ext},A}=2,7\text{ V}$ und $U_{\text{ext},B}=2,3\text{ V}..2,8\text{ V}$ 193
- 8.25 Quantitative $R_{s,xy}$ -Profilverläufe entlang der in Abbildung 8.23 grün eingezeichneten Linie für verschiedene externe Spannungen $U_{\text{ext},A}$ bei Beleuchtungsbedingungen $A=(3,8; 0,5; 33,1)$ und $B=(16,7; 13,4; 33,1)$. 194
- 8.26 Vergleich der $R_{s,xy}$ -Profilverläufe für die oberzellenlimitierte Auswertung mit $A=(1,9; 2,9; 33,1)$, $B=(16,7; 17,6; 33,1)$ und $U_{\text{ext},A}=2,63\text{ V}$ sowie der mittelzellenlimitierten Auswertung mit $A=(3,8; 0,5; 33,1)$, $B=(16,7; 13,4; 33,1)$ und $U_{\text{ext},A}=2,7\text{ V}$ zusammen mit der jeweiligen Simulation bei $U_{\text{ext}}=0\text{ V}$ 195

Anhang C

Tabellenverzeichnis

3.1	Anzahl an Pixeln zwischen zwei Kontaktfingern für alle drei verwendeten Kameras, jeweils für ein ganzflächiges Solarzellenbild und für die maximale Zoomeinstellung.	38
4.1	Spannungsdifferenzen der Ober- und Mittelzelle in den elektronbestrahlten Bereichen aus den PL-Bildern 4.11 (a) und (b) nach Gleichung 4.5.	60
5.1	Verschiedene Pixelgrößen im dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell.	70
5.2	Gesamtzahl der jeweiligen Bauelemente im dreidimensionalen SPICE-Netzwerkmodell.	71
6.1	Aus der optischen Kopplung zwischen Ober- und Mittelzelle ermittelte Parameter des Ersatzschaltbildes für die Oberzelle.	92
6.2	Aus der optischen Kopplung zwischen Mittel- und Unterzelle ermittelte Parameter des Ersatzschaltbildes für die Mittelzelle.	98
6.3	Aus den PL-Bildern ermittelte Parameter des Ersatzschaltbildes für die Unterzelle.	101
6.4	Vergleich der Beziehung zwischen $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$ für die verschiedenen Methoden und Bereiche der Oberzelle.	102
6.5	Vergleich der Beziehung zwischen $J_{01,mit}$ und $J_{02,mit}$ der Mittelzelle für die beiden verschiedenen Methoden.	104
6.6	Zusammenfassung der Beziehung zwischen J_{01} und J_{02} aller drei Teilzellen sowie die Effizienzen der optischen Kopplungen.	105
6.7	Parameter aus [Zim06] und [Kur97] für die Bestimmung von U_D nach Gleichung 2.6 und der Kapazität nach Gleichung 6.23 für alle Teilzellen bei 300 K und $\epsilon_0=8,85\cdot 10^{-12}$ F/m.	106

6.8	Sättigungssperrstromdichten $J_{01,unt}$ und $J_{02,unt}$ der Unterzelle ermittelt für alle Spannungskurven aus Abbildung 6.17 zusammen mit den eingehenden Photostromdichten $J_{Ph,unt}$ und Leerlaufspannungen $U_{L,unt}$.	112
6.9	Sättigungssperrstromdichten $J_{01,mit}$ und $J_{02,mit}$ der Mittelzelle sowie die Teilzelleerlaufspannungen $U_{L,mit}$ und $U_{L,unt}$ ermittelt für alle Spannungskurven aus Abbildung 6.20 zusammen mit den eingehenden Photostromdichten $J_{Ph,mit}$ und Leerlaufspannungen $U_{L,mit}$ nach Gleichung 6.29.	118
6.10	Sättigungssperrstromdichten $J_{01,ob}$ und $J_{02,ob}$ der Oberzelle sowie die Teilzelleerlaufspannungen $U_{L,ob}$, $U_{L,mit}$ und $U_{L,unt}$ ermittelt für alle Leerlaufspannungen U_L aus Abbildung 6.5(a) zusammen mit der variablen Photostromdichte $J_{Ph,ob}$. Die extern generierten Photostromdichten in der Mittel- und Unterzelle sind dabei mit $J_{Ph,mit}=30,3 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{Ph,unt}=45,5 \text{ mA/cm}^2$ konstant.	120
6.11	Zusammenfassung aller acht Parameter des Ersatzschaltbildes der Dreifachsolarzelle.	127
6.12	Auswirkung der optischen Kopplung auf die Solarzellenkennwerte für ein fiktives Beleuchtungsspektrum mit $J_{Ph,ob}=16 \text{ mA/cm}^2$, $J_{Ph,mit}=16 \text{ mA/cm}^2$ und $J_{Ph,unt}=12 \text{ mA/cm}^2$ bei 1- und 1000-facher Konzentration.	129
7.1	Zusammenfassung aller J-U-Parameter der Dreifachsolarzelle mit gebrochenem Kontaktfinger aus Abbildung 7.1.	140
7.2	Zusammenfassung aller Parameter für das SPICE-Modell der Dreifachsolarzelle mit Shunt in der Oberzelle aus Abbildung 7.6.	151
8.1	Zusammenfassung aller Parameter für die SPICE-Modelle der Dreifachsolarzelle zur Simulation des lokalen Serienwiderstands.	167

Anhang D

Literaturverzeichnis

- [Abb07] M. D. Abbott, T. Trupke, H. P. Hartmann, R. Gupta und O. Breitenstein: *Laser isolation of shunted regions in industrial solar cells*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **15**, 613 (2007).
- [Abe93] A. Aberle, S. Wenham und M. Green: *A new method for accurate measurements of the lumped series resistance of solar cells*, Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference , 133 (1993).
- [Ade98] R. Adelhelm und K. Bücher: *Performance and parameter analysis of tandem solar cells using measurements at multiple spectral conditions*, Solar Energy Materials and Solar Cells **50**, 185 (1998).
- [All11] C. R. Allen, S. H. Lim, J.-J. Li und Y.-H. Zhang: *Simple method for determining luminescence coupling in multi-junction solar cells*, Proceedings of the 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) , 452 (2011).
- [Ara86] G. Araujo, A. Cuevas und J. Ruiz: *The effect of distributed series resistance on the dark and illuminated current-voltage characteristics of solar cells*, IEEE Transactions on Electron Devices **33**, 391 (1986).
- [Ara91] G. Araujo und A. Marti: *On the detailed balance limit of ideal multiple bandgap solar cells*, Proceedings of the 22nd IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) , 290 (1991).
- [Asb77] P. Asbeck: *Self-absorption effects on the radiative lifetime in GaAs-GaAlAs double heterostructures*, Journal of Applied Physics **48**, 820 (1977).
- [AST13] ASTM E-490 online verfügbar unter: <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am0/> (05.08.2013).

- [Aug07] Y. Augarten, M. D. Abbott, T. Trupke, R. Bardos, H. P. Hartmann, R. Gupta und O. Breitenstein: *Detection and Isolation of Localized Shunts in Industrial Silicon Solar Cells Using PL Imaging*, Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference , 3 (2007).
- [Aug12] Y. Augarten, T. Trupke, M. Lenio, J. Bauer, J. W. Weber, M. Juhl, M. Kasemann und O. Breitenstein: *Calculation of quantitative shunt values using photoluminescence imaging*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications , n/a (2012).
- [Bau05] C. Baur, M. Meusel, F. Dimroth, A. Belt, M. Nell, G. Strobl, S. Taylor und C. Signorini: *Analysis of the radiation hardness of triple- and quintuple-junction space solar cells*, Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) , 548 (2005).
- [Bau07a] C. Baur: *Entwicklung und Charakterisierung von III-V Weltraumsolarzellen*, Doktorarbeit, Konstanzer Online-Publikations-System (KOPS), online verfügbar unter: <http://www.ub.uni-konstanz.de/kops/volltexte/2007/4398/> (2007).
- [Bau07b] C. Baur, M. Hermle, F. Dimroth und A. W. Bett: *Effects of optical coupling in III-V multilayer systems*, Applied Physics Letters **90**, 192109 (2007).
- [Bes13] Beschreibung des Etalon Effekts online verfügbar unter: <http://www.roperscientific.de/etaloning.html> (27.09.2013).
- [Bet09] A. W. Bett, F. Dimroth, W. Guter, R. Hoheisel, E. Oliva, S. P. Philipps, J. Schöne, G. Siefer, M. Steiner, A. Wekkeli *et al.*: *Highest efficiency multi-junction solar cell for terrestrial and space applications*, Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference **25**, 30 (2009).
- [Bre05] O. Breitenstein, J. P. Rakotoniaina, A. S. H. van der Heide und J. Carstensen: *Series resistance imaging in solar cells by lock-in thermography*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **13**, 645 (2005).
- [Bre08] O. Breitenstein, J. Bauer, T. Trupke und R. A. Bardos: *On the detection of shunts in silicon solar cells by photo- and electroluminescence imaging*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **16**, 325 (2008).
- [Bre10] 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) - Rapid Research Letters **4**, 7 (2010).

- [Bro02] A. Brown und M. Green: *Radiative coupling as a means to reduce spectral mismatch in monolithic tandem solar cell stacks theoretical considerations*, Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 868 (2002).
- [Car03] 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**, 599 (2003).
- [Dim06] F. Dimroth: *High-efficiency solar cells from III-V compound semiconductors*, physica status solidi (c) **3**, 373 (2006).
- [Dim07] F. Dimroth und S. Kurtz: *High-Efficiency Multijunction Solar Cells*, MRS Bulletin **32**, 230 (2007).
- [Dyc12] W. Dyck: *Ortsaufgelöste Serienwiderstandsbestimmung an III-V Mehrfach-solarzellen mittels Elektro- und Photolumineszenz*, Diplomarbeit, Technische Universität München (2012).
- [Fuy05] 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**, 262108 (2005).
- [Gal05] B. Galiana, C. Algora, I. Rey-Stolle und I. Vara: *A 3-D Model for Concentrator Solar Cells Based on Distributed Circuit Units*, IEEE Transactions on Electron Devices **52**, 2552 (2005).
- [Gla10a] M. Glatthaar, J. Haunschild, M. Kasemann, J. Giesecke, W. Warta und S. Rein: *Spatially resolved determination of dark saturation current and series resistance of silicon solar cells*, physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters **4**, 13 (2010).
- [Gla10b] M. Glatthaar, J. Haunschild, R. Zeidler, M. Demant, J. Greulich, B. Michl, W. Warta, S. Rein und R. Preu: *Evaluating luminescence based voltage images of silicon solar cells*, Journal of Applied Physics **108**, 014501 (2010).
- [Gre15] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta und E. D. Dunlop: *Solar cell efficiency tables (Version 45)*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **23**, 1 (2015).
- [Gru06] M. Grundmann: *The physics of semiconductors: An introduction including devices and nanophysics*, Springer, Berlin, 2006.

- [Gut06] W. Guter und A. Bett: *IV-Characterization of Devices Consisting of Solar Cells and Tunnel Diodes*, Proceedings of the 4th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion , 749 (2006).
- [Hau09] J. Haunschild, M. Glatthaar, M. Kasemann, S. Rein und E. R. Weber: *Fast series resistance imaging for silicon solar cells using electroluminescence*, physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters **3**, 227 (2009).
- [Hei02] A. van der Heide, J. Bultman, J. Hoornstra und A. Schönecker: *Error diagnosis and optimisation of c-Si solar cell processing using contact resistances determined with the Corescanner*, Solar Energy Materials and Solar Cells **74**, 43 (2002).
- [Hel10] A. Helbig, T. Kirchartz, R. Schaeffler, J. H. Werner und U. Rau: *Quantitative electroluminescence analysis of resistive losses in Cu(In, Ga)Se₂ thin-film modules*, Solar Energy Materials and Solar Cells **94**, 979 (2010).
- [Hin07] D. Hinken, K. Ramspeck, K. Bothe, B. Fischer und R. Brendel: *Series resistance imaging of solar cells by voltage dependent electroluminescence*, Applied Physics Letters **91**, 182104 (2007).
- [Hin11] D. Hinken, C. Schinke, S. Herlufsen, A. Schmidt, K. Bothe und R. Brendel: *Experimental setup for camera-based measurements of electrically and optically stimulated luminescence of silicon solar cells and wafers*, Review of Scientific Instruments **82**, 033706 (2011).
- [Hoh10] R. Hoheisel, J. Fernandez, F. Dimroth und A. W. Bett: *Investigation of Radiation Hardness of Germanium Photovoltaic Cells*, IEEE Transactions on Electron Devices **57**, 2190 (2010).
- [Hoh11a] R. Hoheisel, S. Rönsch, F. Dimroth, A. W. Bett, H. Nesswetter und C. G. Zimmermann: *Electroluminescence exposes individual performances in multi-junction cells*, Compound Semiconductor **17**, 28 (2011).
- [Hoh11b] R. Hoheisel, M. Schachtner, E. Stämmler und A. W. Bett: *Determination of the subcell photovoltage in multijunction solar cells via voltage-dependent capacitance analysis*, Applied Physics Letters **98**, 251106 (2011).
- [Hoh13] R. Hoheisel, F. Dimroth, A. W. Bett, S. R. Messenger, P. P. Jenkins und R. J. Walters: *Electroluminescence analysis of irradiated GaInP/GaInAs/Ge space solar cells*, Solar Energy Materials and Solar Cells **108**, 235 (2013).

- [Hol12a] J. Holovsky, M. Bonnet-Eymard, M. Boccard, M. Despeisse und C. Ballif: *Variable light biasing method to measure component I–V characteristics of multi-junction solar cells*, Solar Energy Materials and Solar Cells **103**, 128 (2012).
- [Hol12b] J. Holovsky, M. Bonnet-Eymard, G. Bugnon, P. Cuony, M. Despeisse und C. Ballif: *Measurement of the Open-Circuit Voltage of Individual Subcells in a Dual-Junction Solar Cell*, IEEE Journal of Photovoltaics **2**, 164 (2012).
- [Kam08] H. Kampwerth, T. Trupke, J. W. Weber und Y. Augarten: *Advanced luminescence based effective series resistance imaging of silicon solar cells*, Applied Physics Letters **93**, 202102 (2008).
- [Kam10] H. Kampwerth: *Photoluminescence Imaging of Series- and Sheet- Resistance of Metallised Silicon Solar Cells*, Doktorarbeit, Centre for Photovoltaic Engineering, The University of New South Wales, Sydney, Australia (2010).
- [Kas08] M. Kasemann, W. Kwapil, B. Walter, J. Giesecke, B. Michl, M. The, J. M. Wagner, J. Bauer, A. Schütt und J. Carstensen: *Progress in silicon solar cell characterization with infrared imaging methods*, Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference , 965 (2008).
- [Kas12] M. Kasemann, L. Reindl, B. Michl, W. Warta, A. Schütt und J. Carstensen: *Contactless Qualitative Series Resistance Imaging on Solar Cells*, IEEE Journal of Photovoltaics **2**, 181 (2012).
- [Kin02] R. R. King, C. Fetzer, P. Colter, K. Edmondson, J. Ermer, H. Cotal, H. Yoon, A. Stavrides, G. Kinsey, D. Krut und N. Karam: *High-efficiency space and terrestrial multijunction solar cells through bandgap control in cell structures*, Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) , 776 (2002).
- [Kin05] R. R. King, R. A. Sherif, G. S. Kinsey, S. Kurtz, C. M. Fetzer, K. M. Edmondson, D. C. Law, H. L. Cotal, D. D. Krut, J. H. Ermer *et al.*: *Bandgap engineering in high-efficiency multijunction concentrator cells*, Proceedings of the International Conference on Solar Concentrators for the Generation of Electricity or Hydrogen (2005).
- [Kir07] T. Kirchartz, U. Rau, M. Kurth, J. Mattheis und J. H. Werner: *Comparative study of electroluminescence from Cu(In,Ga)Se₂ and Si solar cells*, Thin Solid Films **515**, 6238 (2007).

- [Kir08a] T. Kirchartz und U. Rau: *Detailed balance and reciprocity in solar cells*, *physica status solidi (a)* **205**, 2737 (2008).
- [Kir08b] T. Kirchartz, U. Rau, M. Hermle, A. W. Bett, A. Helbig und J. H. Werner: *Internal voltages in GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells determined by electroluminescence measurements*, *Applied Physics Letters* **92**, 123502 (2008).
- [Kuc99] H. Kuchling: *Taschenbuch der Physik: Mit zahlreichen Tabellen*, Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., München and Wien, 1999, 16th Auflage.
- [Kur94] S. Kurtz, K. Emery und J. Olson: *Methods for analysis of two-functional, two-terminal photovoltaic devices*, *Proceedings of the 24th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* , 1733 (1994).
- [Kur97] S. R. Kurtz, D. Myers und J. M. Olson: *Projected performance of three-and four-junction devices using GaAs and GaInP*, *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* **26**, 875 (1997).
- [Las64] G. Lasher und F. Stern: *Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors*, *Physical Review* **133**, A553 (1964).
- [Lét06] G. Létay, M. Hermle und A. W. Bett: *Simulating single-junction GaAs solar cells including photon recycling*, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **14**, 683 (2006).
- [Li11] J.-J. Li, S. H. Lim, C. R. Allen, D. Ding und Y.-H. Zhang: *Combined Effects of Shunt and Luminescence Coupling on External Quantum Efficiency Measurements of Multijunction Solar Cells*, *IEEE Journal of Photovoltaics* **1**, 225 (2011).
- [Lim10] S. H. Lim, K. O'Brien, E. H. Steenbergen, J.-J. Li, D. Ding und Y.-H. Zhang: *Analysis of spectral photocurrent response from multi-junction solar cells under variable voltage bias*, *Proceedings of the 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* , 712 (2010).
- [Lim13] S. H. Lim, J.-J. Li, E. H. Steenbergen und Y.-H. Zhang: *Luminescence coupling effects on multijunction solar cell external quantum efficiency measurement*, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **21**, 344 (2013).

- [Lin79] F. Lindholm, J. Fossum und E. Burgess: *Application of the superposition principle to solar-cell analysis*, IEEE Transactions on Electron Devices **26**, 165 (1979).
- [LTs13] LTspice IV online verfügbar unter: <http://www.linear.com/designtools/software/>: *ph* (29.08.2013).
- [Mac08] D. Macdonald, J. Tan und T. Trupke: *Imaging interstitial iron concentrations in boron-doped crystalline silicon using photoluminescence*, Journal of Applied Physics **103**, 073710 (2008).
- [Mar96] A. Martí und G. L. Araújo: *Limiting efficiencies for photovoltaic energy conversion in multigap systems*, Solar Energy Materials and Solar Cells **43**, 203 (1996).
- [Mar97] A. Martí, J. L. Balenzategui und R. F. Reyna: *Photon recycling and Shockley's diode equation*, Journal of Applied Physics **82**, 4067 (1997).
- [Meu03] M. Meusel, C. Baur, G. Letay, A. Bett, W. Warta und E. Fernandez: *Spectral response measurements of monolithic GaInP/Ga(In)As/Ge triple-junction solar cells: Measurement artifacts and their explanation*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **11**, 499 (2003).
- [Meu05] M. Meusel, C. Baur, W. Guter, M. Hermle, F. Dimroth, A. W. Bett, T. Bergunde, R. Dietrich, R. Kern, W. Köstler *et al.*: *Development status of European multi-junction space solar cells with high radiation hardness*, Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2005).
- [Mic08] B. Michl, M. Kasemann, J. Giesecke, M. Glatthaar, A. Schütt, J. Carstensen, H. Föll, S. Rein, W. Warta und H. Nagel: *Application of luminescence imaging based series resistance measurement methods in an industrial environment*, Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference (2008).
- [Nag73] L. W. Nagel und D. O. Pederson: *SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis)*, Memorandum No. ERL-M382, University of California, Berkeley (1973).
- [Nes13] H. Nesswetter, P. Lugli, A. W. Bett und C. G. Zimmermann: *Electroluminescence and Photoluminescence Characterization of Multijunction Solar Cells*, IEEE Journal of Photovoltaics **3**, 353 (2013).

- [Nis04] K. Nishioka, T. Takamoto, T. Agui, M. Kaneiwa, Y. Uraoka und T. Fuyuki: *Evaluation of InGaP/InGaAs/Ge Triple-Junction Solar Cell under Concentrated Light by Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*, Japanese Journal of Applied Physics **43**, 882 (2004).
- [Nis06] K. Nishioka, T. Takamoto, T. Agui, M. Kaneiwa, Y. Uraoka und T. Fuyuki: *Evaluation of InGaP/InGaAs/Ge triple-junction solar cell and optimization of solar cell's structure focusing on series resistance for high-efficiency concentrator photovoltaic systems*, Solar Energy Materials and Solar Cells **90**, 1308 (2006).
- [Ost00] S. Ostapenko, I. Tarasov, J. P. Kalejs, C. Haessler und E.-U. Reisner: *Defect monitoring using scanning photoluminescence spectroscopy in multicrystalline silicon wafers*, Semiconductor Science and Technology **15**, 840 (2000).
- [Pai10] M. Paire, L. Lombez, J.-F. Guillemoles und D. Lincot: *Toward microscale Cu(In,Ga)Se₂ solar cells for efficient conversion and optimized material usage: Theoretical evaluation*, Journal of Applied Physics **108**, 034907 (2010).
- [Pai11] M. Paire, L. Lombez, J.-F. Guillemoles und D. Lincot: *Measuring sheet resistance of CIGS solar cell's window layer by spatially resolved electroluminescence imaging*, Thin Solid Films **519**, 7493 (2011).
- [Phi08] S. P. Philipps, M. Hermle, G. Letay, W. Guter, B. M. George, F. Dimroth und A. W. Bett: *Numerical Simulation and Modelling of III-V Multi-Junction Solar Cells*, Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference (2008).
- [Pie11] B. E. Pieters: *Spatial Modeling of Thin-Film Solar Modules Using the Network Simulation Method and SPICE*, IEEE Journal of Photovoltaics **1**, 93 (2011).
- [Pin07] E. Pink, T. Trupke, R. A. Bardos, M. D. Abbott, Y. Augarten und S. Kontermann: *Fast series resistance imaging using photoluminescence*, Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference , 381 (2007).
- [Pys07] D. Pysch, A. Mette und S. W. Glunz: *A review and comparison of different methods to determine the series resistance of solar cells*, Solar Energy Materials and Solar Cells **91**, 1698 (2007).

- [Ram07] 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).
- [Rau07] U. Rau: *Reciprocity relation between photovoltaic quantum efficiency and electroluminescent emission of solar cells*, Physical Review B **76**, 085303 (2007).
- [Rau12] U. Rau: *Superposition and Reciprocity in the Electroluminescence and Photoluminescence of Solar Cells*, IEEE Journal of Photovoltaics **2**, 169 (2012).
- [Roe11] S. Roensch, R. Hoheisel, F. Dimroth und A. W. Bett: *Subcell I-V characteristic analysis of GaInP/GaInAs/Ge solar cells using electroluminescence measurements*, Applied Physics Letters **98**, 251113 (2011).
- [Roo54] W. van Roosbroeck und W. Shockley: *Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium*, Physical Review **94**, 1558 (1954).
- [See12] M. Seeland, R. Rösch und H. Hoppe: *Quantitative analysis of electroluminescence images from polymer solar cells*, Journal of Applied Physics **111**, 024505 (2012).
- [Sho61] W. Shockley und H. J. Queisser: *Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells*, Journal of Applied Physics **32**, 510 (1961).
- [Sie10] G. Siefer, C. Baur und A. W. Bett: *External quantum efficiency measurements of Germanium bottom subcells: Measurement artifacts and correction procedures*, Proceedings of the 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) , 704 (2010).
- [Ste11] M. Steiner, S. P. Philipps, M. Hermle, A. W. Bett und F. Dimroth: *Validated front contact grid simulation for GaAs solar cells under concentrated sunlight*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **19**, 73 (2011).
- [Ste12a] M. Steiner, W. Guter, G. Peharz, S. P. Philipps, F. Dimroth und A. W. Bett: *A validated SPICE network simulation study on improving tunnel diodes by introducing lateral conduction layers*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **20**, 274 (2012).

- [Ste12b] M. A. Steiner und J. F. Geisz: *Non-linear luminescent coupling in series-connected multijunction solar cells*, Applied Physics Letters **100**, 251106 (2012).
- [Ste12c] M. A. Steiner, S. R. Kurtz, J. F. Geisz, W. E. McMahon und J. M. Olson: *Using Phase Effects to Understand Measurements of the Quantum Efficiency and Related Luminescent Coupling in a Multijunction Solar Cell*, IEEE Journal of Photovoltaics **2**, 424 (2012).
- [Ste13] M. A. Steiner, J. F. Geisz, T. E. Moriarty, R. M. France, W. E. McMahon, J. M. Olson, S. R. Kurtz und D. J. Friedman: *Measuring IV Curves and Subcell Photocurrents in the Presence of Luminescent Coupling*, IEEE Journal of Photovoltaics **3**, 879 (2013).
- [Stu62] M. D. Sturge: *Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV*, Physical Review **127**, 768 (1962).
- [Sze81] S. M. Sze: *Physics of semiconductor devices*, Wiley, New York, 1981, 2. Auflage.
- [Tak06] Y. Takahashi, Y. Kaji, A. Ogane, Y. Uraoka und T. Fuyuki: *"Luminoscopy"- Novel Tool for the Diagnosis of Crystalline Silicon solar cells and Modules Utilizing Electroluminescence*, Proceedings of the 4th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion **1**, 924 (2006).
- [Tru06] T. Trupke, R. A. Bardos, M. C. Schubert und W. Warta: *Photoluminescence imaging of silicon wafers*, Applied Physics Letters **89**, 044107 (2006).
- [Tru07a] T. Trupke, R. A. Bardos, M. D. Abbott, P. Würfel, E. Pink, Y. Augarten, F. W. Chen, K. Fisher, J. E. Cotter, M. Kasemann *et al.*: *Progress with luminescence imaging for the characterisation of silicon wafers and solar cells*, Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference , 22 (2007).
- [Tru07b] T. Trupke, E. Pink, R. A. Bardos und M. D. Abbott: *Spatially resolved series resistance of silicon solar cells obtained from luminescence imaging*, Applied Physics Letters **90**, 093506 (2007).
- [Tru11] T. Trupke, J. Nyhus und J. Haunschild: *Luminescence imaging for inline characterisation in silicon photovoltaics*, physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters **5**, 131 (2011).

- [Tsu05] Y. Tsuno, Y. Hishikawa und K. Kurokawa: *Separation of the I-V curve of each component cell of multi-junction solar cells*, Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) , 1476 (2005).
- [Wag10] H.-G. Wagemann und H. Eschrich: *Photovoltaik: Solarstrahlung und Halbleitereigenschaften, Solarzellenkonzepte und Aufgaben*, Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2010, 2. Auflage.
- [Wür82] P. Würfel: *The chemical potential of radiation*, Journal of Physics C: Solid State Physics **15**, 3967 (1982).
- [Wür95] P. Würfel, S. Finkbeiner und E. Daub: *Generalized Planck's radiation law for luminescence via indirect transitions*, Applied Physics A Materials Science & Processing **60**, 67 (1995).
- [Wür00] P. Würfel: *Physik der Solarzellen*, Spektrum-Hochschultaschenbuch, Spektrum, Akad. Verl., Heidelberg and Berlin, 2000, 2. Auflage.
- [Xio10] K. Xiong, W. He, S. Lu, T. Zhou, D. Jiang, R. Wang, K. Qiu, J. Dong und H. Yang: *Analysis of lateral current spreading in solar cell devices by spatially-resolved electroluminescence*, Journal of Applied Physics **107**, 124501 (2010).
- [Yoo03] H. Yoon, R. King, G. Kinsey, S. Kurtz und D. Krut: *Radiative coupling effects in GaInP/GaAs/Ge multijunction solar cells*, Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion , 745 (2003).
- [Zek96] A. Zekry und A. Al-Mazroo: *A distributed SPICE-model of a solar cell*, IEEE Transactions on Electron Devices **43**, 691 (1996).
- [Zim06] C. G. Zimmermann: *Utilizing lateral current spreading in multijunction solar cells: An alternative approach to detecting mechanical defects*, Journal of Applied Physics **100**, 023714 (2006).
- [Zim09] C. Zimmermann: *Performance Mapping of Multijunction Solar Cells Based on Electroluminescence*, IEEE Electron Device Letters **30**, 825 (2009).

Veröffentlichungsliste

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden folgende Artikel in Zeitschriften veröffentlicht:

- R. Hoheisel, S. Rönsch, F. Dimroth, A. Bett, H. Nesswetter und C. Zimmermann: *Electroluminescence exposes individual performances in multi-junction cells*, Compound Semiconductor **17**, 28 (2011).
- H. Nesswetter, P. Lugli, A.W. Bett und C.G. Zimmermann: *Electroluminescence and Photoluminescence Characterization of Multijunction Solar Cells*, IEEE Journal of Photovoltaics **3**, 353 (2013).
- H. Nesswetter, W. Dyck, P. Lugli, A.W. Bett und C.G. Zimmermann: *Luminescence based series resistance mapping of III-V multijunction solar cells*, Journal of Applied Physics **114**, 194510 (2013).
- H. Nesswetter, N.R. Jost, P. Lugli, A.W. Bett und C.G. Zimmermann: *Determination of subcell I-V parameters by a pulsed suns-Voc method including optical coupling*, Applied Physics Letters **106**, 023903 (2015).
- H. Nesswetter, N.R. Jost, P. Lugli, A.W. Bett und C.G. Zimmermann: *Determination of subcell I-V characteristics of multijunction solar cells using optical coupling*, Progress in Photovoltaics **24**, 760 (2015).

Des weiteren wurden Ergebnisse in nachfolgenden internationalen Konferenzbeiträgen vorgestellt:

- H. Nesswetter, P. Lugli, A.W. Bett und C.G. Zimmermann: *Electroluminescence and photoluminescence characterization of multijunction solar cells*, eingeladener Vortrag, 38th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC) in Austin TX, 0001 (2012).

- H. Nesswetter, W. Dyck, P. Lugli, A.W. Bett und C.G. Zimmermann: *Series resistance mapping of III-V multijunction solar cells based on luminescence imaging*, Vortrag, 39th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC) in Tampa FL, 0076 (2013).
- S. Colasanti, H. Nesswetter, C.G. Zimmermann und P. Lugli: *Modeling and parametric simulation of triple junction solar cell for space applications*, Poster, 40th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC) in Denver CO, 1784 (2014).

Danksagungen

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

Prof. Dr. Paolo Lugli für die Bereitschaft mich als externen Doktoranden zu betreuen. Ebenso möchte ich ihm für die konstruktiven Diskussionen und die Einladung zu den Lehrstuhlveranstaltungen danken.

Dr. Claus Zimmermann für die ausgezeichnete Betreuung bei Astrium. Neben der sehr guten fachlichen Expertise hat sein persönliches Engagement wesentlich zur Qualität dieser Arbeit beigetragen. Er hat sich auch an vielen Stellen entscheidend für das Vorhandensein der technischen und finanziellen Möglichkeiten eingesetzt.

Stefan Kersting († 2015) und Ludwig Grandl für die Möglichkeit, dass ich in diesem spannenden Umfeld meine Doktorarbeit durchführen durfte. Ich konnte stets auf ihre Unterstützung bauen und habe mich in ihrem Bereich sehr wohl gefühlt.

Dr. Andreas Bett und Dr. Gerald Siefer sowie den weiteren Kollegen vom Fraunhofer Institut ISE in Freiburg für die tolle Kooperation. Während meiner Aufenthalte am ISE habe ich mich neben den zahlreichen experimentellen Möglichkeiten und dem großen Erfahrungsschatz der Mitarbeiter immer auch menschlich sehr gut beheimatet gefühlt.

Dr. Andreas Gerhard für die Unterstützung in vielerlei Hinsichten. Neben seiner großen Erfahrung in der Messtechnik war er auch bei Soft- und Hardwareproblemen eine große Hilfe. Nicht zu vergessen sind außerdem die fachlichen Diskussionen, welche zum Verständnis mancher Effekte beigetragen haben.

Helmut Janker für die erfahrenen Hilfestellungen im Bereich der Messtechnik. Bei der Benutzung der Messgeräte habe ich dankenswerter Weise immer eine hohe Priorität bekommen. Die Zusammenarbeit im Labor war dabei allgemein durch eine hilfsbereite, freundschaftliche und lustige Atmosphäre gekennzeichnet.

Wilhelm Dyck, der als Diplomand bei der Entwicklung der ortsaufgelösten Serienwiderstandsbestimmung wesentlich beteiligt war. Insbesondere die Auswertesoftware wurde größtenteils während seiner Diplomarbeit programmiert.

Norman Jost, der als Bachelorstudent mit den zahlreichen J-U-Kennlinien Messungen im Zusammenhang mit optischer Kopplung begonnen hat und erste Simulationen der auftretenden Effekte machte.

allen weiteren Mitarbeitern im **Solargenerator Center** bei Astrium, sowohl in der Entwicklung als auch in der Fertigung, für die herzliche Aufnahme als erster Doktorand. Ich war super integriert und wirklich jeder hat mir bei Fragen bestmöglich und unkompliziert geholfen. Es war insgesamt ein sehr angenehmes und bereicherndes Arbeitsumfeld.

allen Mitgliedern des **Lehrstuhls für Nanoelektronik**, die mich als externen Doktoranden unter anderem bei organisatorischen Dingen gut unterstützt haben. Insbesondere bleiben mir auch die Nano Retreas als freundschaftliche und kollegiale Veranstaltungen in positiver Erinnerung.

meiner Mutter Rita, die mich in jederlei Hinsicht immer bestmöglich unterstützt, unter anderem beim Finden von Rechtschreibfehlern in dieser Arbeit, sowie meiner Schwester **Monika**.