

Neue Infrarotmeßtechniken für die Photovoltaik

DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADS
EINES DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

(DR. RER. NAT.)

AN DER UNIVERSITÄT KONSTANZ

FAKULTÄT FÜR PHYSIK

ANGEFERTIGT AM

FRAUNHOFER INSTITUT FÜR

SOLARE ENERGIESYSTEME

VORGELEGT VON

JÖRG ISENBERG

FREIBURG IM BREISGAU

IM NOVEMBER 2003

REFERENTEN: PRIV. DOZ. DR. GERHARD WILLEKE
PROF. DR. WOLFRAM WETTLING

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kapitelübersicht	3
2.2	Rekombinationsmechanismen und Lebensdauer	3
2.2.1	Generation, Rekombination und Ladungsträgerlebensdauer	3
2.2.2	Absolute und differentielle Lebensdauer	5
2.2.3	Rekombinationsmechanismen	6
2.2.4	Oberflächen- und Volumenlebensdauer	8
2.2.5	Injektions- und Temperaturabhängigkeit	9
2.3	Absorption an freien Ladungsträgern	10
2.3.1	Absorption bei $E_{Ph} < E_{G, Si}$	11
2.3.2	Free Carrier Absorption (FCA) zur Messung von Ladungsträgerdichten . .	12
2.3.3	Bestimmung des Beitrags der FCA zu n und k	12
2.4	Grundlagen der Solarzelle	18
2.4.1	Aufbau einer Solarzelle	18
2.4.2	Zweidiodenmodell	19
2.4.3	Quanteneffizienz	20
2.5	Leistungsverluste in Solarzellen	22
2.5.1	Diodenartige Verluste	22
2.5.2	Ohmsche Verluste	25
2.6	Hell- und Dunkelstrompfade in Solarzellen	26
2.7	Zusammenfassung	28
3	Simulation von Solarzellen	29
3.1	Kapitelübersicht	29
3.2	Ablauf einer Solarzellensimulation	29

3.2.1	Modellierung der optischen Eigenschaften	30
3.2.2	Eindimensionale Simulation mit PC1D	30
3.2.3	Mehrdimensionale Simulation mittels DESSIS	31
3.2.4	Netzwerksimulator CIRCUS	32
3.3	Prädiktives Modellieren von Solarzellenparametern	35
3.4	Vereinfachte Simulation mit dem Klassenmodell	36
3.4.1	Theorie des Klassenmodells	37
3.4.2	Leckströme und Shunts	39
3.4.3	Inhomogene Verteilung von Emitterschichtwiderständen	39
3.4.4	Inhomogene Lebensdauervertelungen	42
3.5	Simulation des Einflusses lateraler Inhomogenitäten	50
3.5.1	Leckströme und Shunts	50
3.5.2	Emitterschichtwiderstände	51
3.5.3	Diffusionslängenverteilungen	52
3.6	Zusammenfassung	55
4	Charakterisierung von Verlustströmen	57
4.1	Kapitelübersicht	57
4.2	Globale Charakterisierung mittels Hell- und Dunkelkennlinie	58
4.3	Ortsaufgelöste Charakterisierung: Lock-In-Thermographie	58
4.3.1	Grundidee	58
4.3.2	Ausbreitung thermischer Wellen	59
4.3.3	Korrelationsfunktionen und Phasen	60
4.3.4	Korrektur von Inhomogenitäten	62
4.3.5	Meßaufbau	63
4.4	Dunkel-Thermographie	64
4.4.1	Realisation	64
4.4.2	Quantitative Auswertung	64
4.4.3	Anwendungsbeispiele in der Prozeßkontrolle	67
4.5	Hell-Thermographie	72
4.5.1	Realisation	72
4.5.2	Verlustmechanismen	75
4.5.3	Abgrenzung zu anderen Meßtechniken	77
4.5.4	Quantitative Auswertung	78
4.5.5	Anwendungsbeispiele und Vergleich mit DTG und LBIC	81

4.6	Bewertung (industrieller) Einsatzmöglichkeiten	92
4.7	Zusammenfassung	93
5	Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer	95
5.1	Kapitelübersicht	95
5.2	Übersicht bereits bestehender Methoden	95
5.2.1	Elymat	96
5.2.2	Surface Photo Voltage (SPV)	97
5.2.3	Spectrally Resolved Light Beam Induced Current (SR-LBIC)	98
5.2.4	MicroWave Photoconductance Decay (MW-PCD)	107
5.2.5	Quasi Steady State Photoconductance (QSSPC)	108
5.2.6	Modulated Free Carrier Absorption (MFCA)	108
5.3	Carrier Density Imaging (CDI)	110
5.3.1	Vorläufer	110
5.3.2	Grundprinzip	111
5.3.3	Meßaufbau	112
5.3.4	Besonderheiten der Lock-In-Messung	113
5.3.5	Kalibrierung	117
5.3.6	Vergleich mit anderen Meßmethoden	118
5.3.7	Siliziumscheiben ohne spezielle Oberflächenbehandlung	122
5.3.8	Emissions- und Absorptions-CDI	125
5.3.9	Reduktion der Meßzeit	131
5.3.10	Anwendungsbeispiele in der Prozeßkontrolle	136
5.4	Bewertung (industrieller) Einsatzmöglichkeiten	138
5.5	Zusammenfassung	139
6	Ortsaufgelöste Emitterschichtwiderstandsmessungen	141
6.1	Kapitelübersicht	141
6.2	4-Spitzen-Methode	141
6.3	Prinzip von Sheet Resistance Imaging (SRI)	143
6.3.1	Grundsätzliche Idee und Vorgehensweise	143
6.3.2	Meßaufbau und Verfahrensweise	144
6.3.3	Vor- und Nachteile von SRI	145
6.4	Quantitative Auswertung und Kalibrierung	146
6.4.1	Kalibrierung aus „first principles“	146
6.4.2	Kalibrierung mit der 4-Spitzen-Methode	148

6.5	Fehlerbetrachtung	150
6.6	Vergleich von SRI mit der 4-Spitzen-Methode	152
6.6.1	Vergleich der beiden Auswertemethoden	152
6.6.2	Vergleich mit der 4-Spitzen-Methode	153
6.7	Anwendungsbeispiel: Optimierung eines Diffusionsofens	155
6.8	Untersuchung selektiver Emitter	158
6.9	Bewertung (industrieller) Einsatzmöglichkeiten	162
6.10	Zusammenfassung	163
7	Anwendungen der entwickelten Methoden	165
7.1	Kapitelübersicht	165
7.2	Einfluß der Phosphordiffusion auf die Lebensdauer	166
7.2.1	Konzeption des Versuchs	166
7.2.2	Inversion der Lebensdauerverteilung nach Diffusion	167
7.2.3	Vergleich verschiedener Blockbereiche	168
7.2.4	Vergleich verschiedener Emitterdiffusionen	169
7.3	Prädiktives Modellieren von Solarzellenergebnissen	174
7.3.1	Probenpräparation und Vorgehensweise	174
7.3.2	Lebensdauermessungen	175
7.3.3	Simulation von Zellparametern	176
7.3.4	Diskussion der gefundenen Diskrepanzen	176
7.4	Untersuchung der Verlustmechanismen im Blockboden	179
7.4.1	Auswahl und Präparation der Proben	179
7.4.2	Vergleich: Dunkel-Thermographie \Leftrightarrow SR-LBIC	180
7.4.3	Einfluß des Abstands vom Blockboden auf das Solarzellenergebnis	181
7.4.4	Thermographisch gemessene Kennlinien	185
7.4.5	Degradationsexperiment	187
7.5	Verlustleistungen und Materialparameter	193
7.5.1	Konzeption des Versuchs	193
7.5.2	„Shunts“ und Position der VS-Metallisierung	194
7.5.3	Vergleich von Lebensdauer und Verlustleistung	195
7.6	Zusammenfassung	201
8	Modellierung der Solarzellen von Photowatt	203
8.1	Motivation und Kapitelübersicht	203
8.2	Solarzellenprozeß von Photowatt	204

8.3	Baseline-Modell	204
8.3.1	Baseline-Modell an FZ-Zellen	204
8.3.2	Übergang zu multikristallinen Produktionszellen	205
8.3.3	Limitierungen	207
8.4	Erste Modellierungen zur Wirkungsgradverteilung	210
8.4.1	Ausschußzellen	210
8.4.2	Zellen mit hohem Wirkungsgrad	211
8.4.3	Durchschnittliche Zellen	212
8.4.4	Zellen mit niedrigem Wirkungsgrad	213
8.5	Zusammenfassung	215
9	Zusammenfassung und Ausblick	217
	Abbildungsverzeichnis	221
	Tabellenverzeichnis	225
	Veröffentlichungen	231
	Literaturverzeichnis	231

Kapitel 1

Einleitung

Die Fertigung von Solarzellen hat in den letzten Jahren einen rasanten Aufschwung erlebt. Mit einer jährlichen Steigerungsrate von ca. 40% im Schnitt der Jahre 2000 bis 2002 [May] sowie einer weltweiten Jahresproduktion von mehr als 500 MW_{Peak} ¹ weltweit in 2002 [Sch03a] steht sie mittlerweile an der Schwelle zur großindustriellen Produktion. Aus diesem Grund sind neben dem Ziel der Kostenreduktion, die seit den frühen Jahren der Kommerzialisierung wichtigstes Ziel in der Photovoltaikbranche ist, auch die Steigerung des Durchsatzes, die Automatisierung und die Prozeßkontrolle wesentliche Voraussetzungen für die weitere Entwicklung der Photovoltaikindustrie. In der Roadmap des National Center for Photovoltaik (NCPV) und der amerikanischen Solarzellenindustrie [USR99] werden dementsprechend in der Prioritätenliste für den Bereich „Fertigung“ an zweiter Stelle die Entwicklung von In- und Off-Line-Tools zur Prozeßkontrolle und -diagnose genannt. Dies verdeutlicht, daß nicht nur aus wissenschaftlicher Sicht, sondern auch aus dem Blickwinkel der Industrie eine bessere Überwachung von Prozeßschwankungen und ein verbessertes Verständnis ihres Einflusses auf die Solarzellenparameter notwendig sind. Um dieses Ziel zu erreichen sind entsprechende *schnelle* Meß- und Diagnoseverfahren wesentliche Voraussetzung.

Ein wichtiger Aspekt bei der weiteren Reduzierung des Preises von Solarzellen ist das Ausgangsmaterial. Von den Gesamtkosten eines Photovoltaikmoduls entfallen zur Zeit ca. 40% auf die Siliziumscheibe [KW01], 20% auf den Zellprozeß und 40% auf die Modultechnik. Deshalb ist es von großem Interesse, billigeres Ausgangsmaterial ohne größere Einbußen im Wirkungsgrad verwenden zu können. Multikristallines Silizium hat im industriellen Bereich in den letzten Jahren die Wirkungsgradlücke hin zu Solarzellen aus monokristallinem Silizium mehr und mehr geschlossen, so daß es eine preislich interessante Alternative zu monokristallinen Siliziumscheiben darstellt. Folgerichtig haben Solarzellen aus multikristallinem Silizium in den letzten Jahren (2000 bis 2002) einen Marktanteil von über 50 % erreicht [May, Wil02]. Da kürzlich (2003) wieder deutliche Steigerungen des Wirkungsgrads monokristalliner industrieller Solarzellen zu verzeichnen sind [BMR⁺03, MCS⁺03], ist neben einer verbesserten Prozeßführung ein fundiertes Verständnis der Eigenschaften von multikristallinem Silizium und eine darauf aufbauende Prozeßkontrolle notwendig, wenn die Wirkungsgradlücke zwischen Solarzellen aus monokristallinem und multikristallinem Silizium weiter klein gehalten werden soll. Da multikristallines Silizium in seinen elektrischen Eigenschaften hochgradig inhomogen ist, sind entsprechende hochaufgelöste Meß- und Modellierungstechniken erforderlich.

¹ MW_{Peak} bezeichnet die Leistung einer Solarzelle unter Normbedingungen, sie ist keine wirkliche Peakleistung.

Die vorliegende Arbeit setzt an diesen beiden Punkten an. Ziel der Arbeit ist es, orts aufgelöste, schnelle Meßmethoden zu entwickeln, um die entscheidenden leistungslimitierenden Parameter der fertigen Solarzelle sowie von Solarzellenvorstufen mit hinreichender lateraler Auflösung messen zu können. Dabei ist die In-Line-Fähigkeit der Charakterisierungsmethoden im Rahmen dieser Arbeit zwar kein notwendiges Kriterium, jedoch sollte es sich ausschließlich um schnelle Meßtechniken handeln, die entweder prozeßbegleitend oder In-Line eingesetzt werden können. Da zwei- und dreidimensionale Modellierung von Solarzellen zur Zeit nur aufwendig mit komplexen Halbleitersimulatoren möglich ist, werden ferner Modellierungswerkzeuge entwickelt, die auch einem Prozeßtechniker in der Fertigung eine schnelle und einfache Beurteilung des Einflusses der gemessenen Inhomogenitäten auf die Solarzellenparameter ermöglichen.

Aufbau der vorliegenden Arbeit

Kapitel 3 enthält eine Einführung in die zum Verständnis dieser Arbeit wichtigsten theoretischen Grundlagen. In diesem Kapitel sind auch eigene Arbeiten des Autors beschrieben, die die gängige Theorie zur Absorption an freien Ladungsträgern [STS78] für die Anwendung auf hochdotierte Schichten erweitern. In Kapitel 2 werden neben der Standardsoftware PC1D [CB97a] und DESSIS [DES] zur ein- bzw. mehrdimensionalen Halbleitersimulation der in dieser Arbeit entwickelte Netzwerksimulator CIRCUS vorgestellt. Mit CIRCUS wird die laterale Verschaltung von inhomogenen Solarzellenbereichen in einem Dioden- und Widerstandsnetzwerk realisiert. Abschließend findet sich in diesem Kapitel eine ausführliche Diskussion des in dieser Arbeit entwickelten „Klassenmodells“, das die Integration von gemessenen, lateral inhomogenen Zellparametern in eine einfache eindimensionale Solarzellensimulation möglich macht.

Die Kapitel 4, 5 und 6 stellen im Rahmen dieser Arbeit weiter- bzw. neu entwickelte orts aufgelöste Meßmethoden in der Solarzellencharakterisierung vor. In Kapitel 4 wird ein bereits eingeführtes thermographisches Verfahren zur orts aufgelösten Messung von Dunkelströmen in Solarzellen, das in dieser Arbeit am Fraunhofer ISE aufgebaut wurde, vorgestellt. Daran anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Entwicklung und die Einsatzmöglichkeiten einer erhebliche verbesserten Variante dieser Meßmethode zur orts aufgelösten, thermographischen Messung von Hellströmen und Verlustleistungen in Solarzellen beschrieben. In Kapitel 5 wird nach einer kurzen Diskussion bestehender Lebensdauermeßmethoden insbesondere die in dieser Arbeit neu entwickelte Methode des Carrier Density Imaging (CDI) diskutiert. CDI ermöglicht es erstmals, innerhalb von wenigen Sekunden bis Minuten eine Messung der Ladungsträgerlebensdauer in Silizium mit einer Ortsauflösung deutlich besser als 1 *mm* zu erreichen. Kapitel 6 beschreibt die Neuentwicklung eines Meßverfahrens zur schnellen Untersuchung von inhomogenen Dotierungen mit einer Ortsauflösung von deutlich unter 1 *mm*.

In Kapitel 7 und 8 werden die in Kapitel 3 entwickelten Modellierungswerkzeuge und die in Kapitel 4, 5 und 6 entwickelten Meßtechniken auf die Untersuchung von Ausgangsmaterial, die Optimierung verschiedener Prozeßschritte, insbesondere der Emitterdiffusion, sowie die Modellierung verschiedener Solarzellenprozesse angewendet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden in aller Kürze die für das Verständnis dieser Arbeit wichtigsten Grundlagen der Solarzellen- und Halbleiterphysik diskutiert. Dabei wird explizit kein Wert auf Vollständigkeit gelegt. Für ein umfangreicheres Verständnis sei auf einschlägige Standardwerke, z.B. [Gre98b, Gre98a, Wür00, FB83] für die Physik der Solarzelle und [YC96, Sze81] für das Verständnis von Halbleitern, verwiesen.

In Kapitel 2.2 werden verschiedene Rekombinationsmechanismen sowie das Konzept absoluter und differentieller Lebensdauer diskutiert. Aufgrund der großen Bedeutung für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten IR-Meßtechniken wird in Kapitel 2.3 die Absorption von niederenergetischen Photonen in Halbleitern mittels Free Carrier Absorption (FCA) beschrieben. Dabei werden auch eigene Arbeiten des Autors dargestellt, die die gängige Theorie so erweitern, daß auch hochdotierte Schichten untersucht werden können. In Kapitel 2.4 und 2.5 wird die Physik der Solarzelle als Halbleiterbauelement diskutiert. Hierbei wird besonders Wert auf die verschiedenen Verlustmechanismen und ihre Unterscheidung gelegt, da die experimentelle Analyse dieser Vorgänge wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist.

2.2 Rekombinationsmechanismen und Lebensdauer

2.2.1 Generation, Rekombination und Ladungsträgerlebensdauer

Für einen undotierten, unbeleuchteten Halbleiter stellt sich eine Konzentration von Elektronen im Leitungsband n_e und Löchern im Valenzband n_h ein, die von der Energie der Leitungsbandkante E_C , der Valenzbandkante E_V und des Fermi-Niveaus E_F abhängig ist [Sze81]:

$$n_e = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.1)$$

$$n_h = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) . \quad (2.2)$$

Hierbei ist T die Temperatur, k_B die Boltzmann-Konstante und N_C bzw. N_V die Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband. Es ergibt sich die intrinsische Konzentration im undotierten

Halbleiter zu

$$n_i^2 = n_e n_h = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_G}{k_B T}\right), \quad (2.3)$$

wobei $E_G = E_C - E_V$ die Bandlücke des Halbleiters ist. Bei der folgenden Betrachtung eines dotierten Halbleiters wird von einer p-Dotierung ausgegangen. Alle Überlegungen lassen sich aber leicht auf den n-dotierten Fall übertragen. Im Temperaturbereich um ca. 300 K kann in Silizium mit Dotierungen um die 10^{16} cm^{-3} in guter Näherung eine vollständige Ionisierung der Dotieratome angenommen werden. Man erhält somit

$$n_e \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{und} \quad n_h \approx N_A, \quad (2.4)$$

wobei N_A die Dichte der Akzeptoren ist.

In einem Halbleiter können durch äußere Anregung, z.B. Einstrahlung von Photonen mit einer Energie $E_{Ph} > E_G$, Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Dadurch bleibt im Valenzband ein unbesetzter Elektronenzustand zurück, der als „Loch“ bezeichnet wird. Dieser Vorgang wird „Generation“ genannt. Die entstehende Kombination eines freien Elektrons im Leitungsband und eines Lochs im Valenzband wird als Elektron-Loch-Paar bezeichnet. Durch diesen Prozeß ergibt sich eine zusätzliche Löcherdichte Δn_h im Valenzband und eine zusätzliche (freie) Elektronendichte Δn_e im Leitungsband. Es gilt stets $\Delta n_h = \Delta n_e = \Delta n$. Diese Ladungsträgerdichten müssen jeweils zu den im dotierten, unbeleuchteten Halbleiter vorliegenden Elektronen- und Löcherdichten addiert werden, um die Gesamtdichte an freien Elektronen ($n = n_e + \Delta n$) und Löchern ($p = n_h + \Delta n$) zu erhalten.

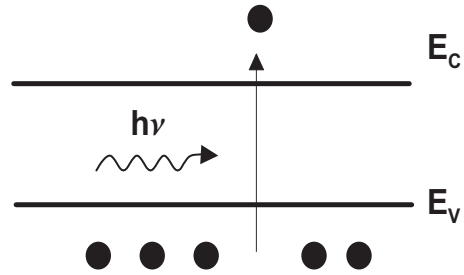


Abbildung 2.1: Generation eines Elektron-Loch-Paars.

Die Rekombination ist der Umkehrprozeß zur Generation. Dabei rekombinieren ein Elektron aus dem Leitungsband und ein Loch aus dem Valenzband, indem das Elektron die Position des Lochs (= unbesetzter Elektronenzustand) im Valenzband einnimmt und umgekehrt. Auf die einzelnen Rekombinationsmechanismen wird in Abschnitt 2.2.3 detailliert eingegangen.

Generation und Rekombination sind gegenläufige Prozesse. Die resultierende Überschußladungsträgerdichte Δn wird durch die Ladungsträger-Transportgleichung beschrieben. Liegt kein elektrisches Feld vor, so lautet diese für Elektronen [FB83]:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D_e \nabla^2 \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau_e} + G(z) \quad (2.5)$$

In dieser Gleichung wird die Rekombination durch die sogenannte Minoritätsladungsträgerlebensdauer — in p-Silizium die Lebensdauer der Elektronen τ_e — beschrieben. D_e ist die Diffusionskonstante der Minoritäten (in diesem Fall Elektronen), $G(z)$ die Generationsrate in Abhängigkeit von der Tiefe z gerechnet ab der beleuchteten Oberfläche der Probe. Wird ein Halbleiter mit konstanter Beleuchtung beaufschlagt, so stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, in dem Δn gerade so groß ist, daß die Generationsrate G und die Rekombinationsrate R gleich sind. Nimmt man in Gl. 2.5 räumliche Homogenität aller Parameter an, so wird $\nabla^2 \Delta n = 0$. Bei einer tiefenunabhängigen generationsrate reduziert sich dann Gl. 2.5 im Gleichgewichtszustand zu

$$\tau_e = \frac{\Delta n}{G}. \quad (2.6)$$

Die Minoritätsladungsträgerlebensdauer ist der entscheidende Parameter für die Bestimmung der *Volumenmaterialqualität* von Siliziumscheiben. In den folgenden Kapiteln werden wichtige Eigenschaften dieser Ladungsträgerlebensdauer kurz dargestellt.

2.2.2 Absolute und differentielle Lebensdauer

Die Überlegungen, die zur Definition der Ladungsträgerlebensdauer (Gl. 2.6) geführt haben, wurden alle unter Gleichgewichtsbedingungen an gestellt. Dem entsprechend ist die in Gl. 2.6 angegebene Lebensdauer auch die Gleichgewichtslebensdauer. Hierfür hat sich der Begriff „actual lifetime“ (im Deutschen: absolute Lebensdauer) etabliert. Da eine Solarzelle ein Bauelement ist, das unter zeitlich konstanten Bedingungen betrieben wird, ist die absolute Lebensdauer auch der für die Leistungsfähigkeit von Solarzellen relevante Parameter.

Viele Meßmethoden, wie z.B. die Microwave Detected Photo Conductance Decay (MW-PCD)¹, führen jedoch keine Messung unter Gleichgewichtsbedingungen durch. Vielmehr wird bei der MW-PCD durch einen kurzen Lichtpuls eine Überschußladungsträgerdichte Δn_{Mess} erzeugt, und dann deren zeitliche Abnahme durch Rekombination detektiert. Dabei befindet sich die Probe im Dunkeln, also findet keine weitere Generation statt. Die Abklingkonstante τ_{Decay} wird dann als Maß für die Ladungsträgerlebensdauer verwendet. Ist Δn_{Mess} nicht klein im Vergleich zu n_e , ändert sich während des Abklingens außerdem das Injektionsniveau, und es kommt aufgrund der Injektionsabhängigkeit (s. Kap. 2.2.5) der Lebensdauer zu einer Transiente, die nicht mehr mono-exponentiell beschrieben werden kann. In Formeln erhält man [Sch99]:

$$\tau_{Diff}(\Delta n) = \tau_{Decay}(\Delta n) = \left(\frac{\partial R(\Delta n)}{\partial \Delta n} \right)^{-1}, \quad (2.7)$$

wobei Δn jeweils als $\Delta n(t)$ aus den unmittelbaren Meßdaten folgt. Die so erhaltene Lebensdauer wird als differentielle Lebensdauer bezeichnet. Der prinzipielle Unterschied zwischen der absoluten und differentiellen Lebensdauer wurde erstmals 1995 bemerkt und in einer Serie von Veröffentlichungen gründlich untersucht [BW95, Bre95, ASB96]. Da differentielle und absolute Lebensdauer nach ihrer Definition verschieden sind und für Solarzellensimulationen, wie oben diskutiert, die absolute Lebensdauer verwendet werden muß, ist die Beziehung zwischen absoluter und differentieller Lebensdauer von großer praktischer Bedeutung. Die wichtigsten Eigenschaften werden hier kurz vorgestellt, für detailliertere Untersuchungen und Herleitungen sei auf die oben genannten Veröffentlichungen verwiesen.

Es kann gezeigt werden, daß im Fall einer injektionsunabhängigen Lebensdauer, also falls $\tau_e(\Delta n) = \text{konstant}$, die absolute und differentielle Lebensdauer identisch sind. In diesem Fall gilt $\tau_{abs}(\Delta n) = \tau_{Diff}(\Delta n)$ für alle Werte von Δn . Ist die (absolute) Lebensdauer jedoch injektionsabhängig, so gilt diese einfache Beziehung nicht mehr. Allgemein gilt jedoch

$$\tau_{abs}(\Delta n) = \frac{1}{\Delta n} \int_0^{\Delta n} \tau_{Diff}(\Delta \hat{n}) d\Delta \hat{n}. \quad (2.8)$$

Ist also die komplette Injektionsabhängigkeit von 0 bis Δn einer differentiell gemessenen Lebensdauer bekannt, so kann hieraus auch die absolute Lebensdauer im Intervall $[0; \Delta n]$ berechnet werden. Praktisch stößt diese Methode jedoch an ihre Grenzen, da bei sehr kleinen Injektionen

¹Für eine genauere Diskussion der MW-PCD und anderer Lebensdauermeßmethoden siehe Kapitel 5.2.

die Meßgenauigkeit stark abnimmt und Trapping die Meßwerte verfälschen kann. Außerdem ist die Aufnahme einer kompletten Injektionsabhängigkeit, z.B. mit der MW-PCD, zeitaufwendig und wird deshalb nur selten durchgeführt.

2.2.3 Rekombinationsmechanismen

Im Halbleiter gibt es verschiedene Rekombinationsmechanismen, die parallel und unabhängig voneinander ablaufen. Die wichtigsten Rekombinationsprozesse sind die strahlende Rekombination, die Auger-Rekombination sowie die Rekombination über Störstellen. Da Silizium ein indirekter Halbleiter ist, ist hier die strahlende Rekombination stark unterdrückt. Deshalb dominiert bei hohen Dotierungen bzw. Injektionsdichten die Auger-Rekombination und bei niedrigen Dotierungen bzw. Injektionsdichten die Störstellenrekombination das Rekombinationsverhalten.

Strahlende Rekombination

Die strahlende Rekombination stellt die Umkehrung der direkten Generation eines Elektron-Loch-Paars durch ein Photon dar und ist damit ein intrinsischer Prozeß. Ein Elektron aus dem Leitungsband fällt zurück in ein Loch im Valenzband und sendet ein Photon mit einer Energie größer oder gleich $E_{G,Si}$ aus.

$$e + h \rightarrow \gamma \quad (2.9)$$

Da es sich um einen 2-Teilchen-Prozeß handelt, hängt die Nettorekombinationsrate vom Produkt der freien Ladungsträgerdichten n_e und n_h ab.

$$U_{rad} = B_{rad} (n_h n_e - n_i^2) \quad (2.10)$$

Hierbei stellt B_{rad} den für diesen Prozeß charakteristischen Übergangskoeffizienten dar [Wür00, S. 80]. Die Beobachtung dieser Rekombination kann mit Photolumineszenzmessungen erfolgen.

Auger-Rekombination

Die Auger-Rekombination ist der Umkehrprozeß der Stoßionisation. Ein dritter Ladungsträger nimmt die bei der Rekombination frei werdende Energie auf, ohne jedoch vom Valenzband ins Leitungsband (Elektron) oder vom Leitungsband ins Valenzband (Loch) angeregt zu werden. Die Energie dieses Ladungsträgers wird über Stöße mit Phononen wieder an das Gitter abgegeben (Thermalisierung). Abhängig davon, ob ein Elektron oder ein Loch als drittes Teilchen am Prozeß beteiligt ist, erhält man

$$R_{aug,e} = C_e n_e^2 n_h \quad \text{oder} \quad R_{aug,p} = C_p n_e n_h^2 . \quad (2.11)$$

Da beide Prozesse parallel ablaufen, addieren sie sich in der Gesamtrate:

$$R_{aug} = n_h n_e (C_e n_e + C_p n_h) \quad (2.12)$$

Zu niedrigen Dotierungen hin ($N_D < 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) wurde eine Abweichung von diesem Modell aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern beobachtet [HH90]: In der Nähe eines Lochs steigt die lokale Elektronendichte wegen der Coulomb-Wechselwirkung an,

während sie in der Umgebung eines Elektrons sinkt. Da die Auger-Rekombination stark von der Ladungsträgerdichte abhängt, beeinflusst dies die Rate des Auger-Prozesses deutlich.

Um diesen Effekt, der auch *Coulomb enhanced Auger-Rekombination* oder *exzitonische Auger-Rekombination* genannt wird, zu berücksichtigen, hat man die Korrekturfaktoren g_{eeh} und g_{ehh} eingeführt, welche die Wahrscheinlichkeit beschreiben, daß sich alle drei am Prozeß beteiligten Ladungsträger an einem Ort befinden.

$$R_{aug,e} = g_{eeh} C_e n_e^2 n_h \quad \text{und} \quad R_{aug,p} = g_{ehh} C_p n_e n_h^2 \quad (2.13)$$

Shockley-Read-Hall Rekombination (SRH)

Durch Verunreinigungen im Ausgangsmaterial oder durch während des Prozesses eindiffundierte Fremdatome, die sich im Kristallgitter des Halbleiters einlagern, können sogenannte Störstellen mit einem Energieniveau E_{Trap} in der Bandlücke entstehen. Ebenso können Verletzungen der Periodizitäten im Gitteraufbau zu Energieniveaus in der Bandlücke führen.

Bei der Rekombination über Störstellen gibt es vier wesentliche Prozesse. Zwei davon beschreiben den Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband sowie von Löchern aus dem Valenzband auf das Energieniveau der Störstelle. Die beiden anderen beschreiben die Emission von Elektronen vom Energieniveau der Störstelle ins Leitungsband bzw. von Löchern vom Energieniveau der Störstelle ins Valenzband. Die Übergangsraten $R_{e,Defekt}$ und $R_{h,Defekt}$ für den Einfang eines Elektrons bzw. eines Lochs sind proportional zum Produkt der Ladungsträgerdichte in den beteiligten Niveaus und dem jeweiligen Einfangquerschnitt $\sigma_{e,Defekt}$ und $\sigma_{p,Defekt}$. Demgegenüber steht der Übergang eines angeregten Elektrons bzw. Lochs aus der Störstelle ins Leitungs- bzw. Valenzband mit den Raten $G_{e,Defekt}$ und $G_{h,Defekt}$. Dabei entspricht der gleichzeitige Einfang eines Elektrons und eines Lochs mit anschließender Rekombination der strahlungslosen „Vernichtung“ eines Elektron-Loch-Paars. Für die Abgabe der frei werdenden Energie gibt es mehrere Möglichkeiten:

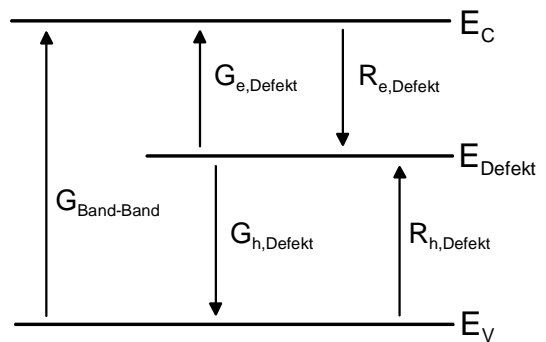


Abbildung 2.2: Elektron-Loch-Paare werden mit einer Generationsrate $G_{Band-Band}$ erzeugt. Die Elektronen können mit einer Rate $R_{e,Defekt}$ vom Störstellen-Niveau eingefangen und mit einer Rate $G_{e,Defekt}$ wieder in das Leitungsband emittiert werden. Löcher aus dem Valenzband werden analog mit einer Rate $R_{h,Defekt}$ vom Störstellen-Niveau eingefangen und mit einer Rate $G_{h,Defekt}$ wieder ins Valenzband emittiert.

- Trap-Auger-Rekombination
- exzitonische Auger-Rekombination
- Abstrahlung eines Photons
- Kaskaden-Prozeß
- Multiphononen-Prozeß

Das Prinzip der hier beschriebenen Störstellenrekombination wurde erstmals von Shockley, Read und Hall ausgearbeitet [SR52, Hal52]. Die sich ergebende Minoritätsladungsträgerlebensdauer, auch als Shockley-Read-Hall-Lebensdauer (SRH-Lebensdauer) τ_{SRH} bezeichnet, ergibt sich zu

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0}(n_h + p_1 + \Delta n) + \tau_{p0}(n_e + n_1 + \Delta n)}{n_e + n_h + \Delta n} \quad (2.14)$$

$$\text{mit } \tau_{n0} = (N_{Defekt}\sigma_n v_{th})^{-1} \quad \text{und} \quad \tau_{p0} = (N_{Defekt}\sigma_p v_{th})^{-1} . \quad (2.15)$$

Hierbei ist v_{th} die thermische Geschwindigkeit, σ_n und σ_p der Einfangquerschnitt der Störstelle für Elektronen bzw. Löcher sowie N_{Defekt} die Dichte der Störstellen mit Energieniveau E_{Defekt} . Die Größen n_1 und p_1 , die sogenannten SRH-Dichten, sind

$$n_1 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Trap}}{k_B T}\right) \quad \text{und} \quad p_1 = N_V \exp\left(-\frac{E_{Trap} - E_V}{k_B T}\right) . \quad (2.16)$$

Die für die Rekombination effektivsten Störstellen haben eine Energie nahe der Mitte der Bandlücke.

Ein ebenfalls über Störstellen ablaufender Prozeß ist das *Trapping*. Dabei werden Minoritätsladungsträger von den Störstellen eingefangen, jedoch nicht mittels Rekombination mit Majoritäten „vernichtet“, sondern von der Störstelle nach einer gewissen Zeit wieder in das Band re-emittiert, aus dem sie eingefangen wurden. Da dieser Prozeß bei einigen Meßtechniken (z.B. Quasi Steady State Photoconductance und Carrier Density Imaging), insbesondere für kleine Injektionsdichten, die Lebensdauerwerte deutlich verfälschen kann, sei auf ihn hier kurz hingewiesen. Um zu bestimmen, ob die gemessene Lebensdauer bereits durch Trapping beeinflusst ist, kann eine injektionsabhängige Lebensdauerermessung mit der Quasi Steady State Photoconductance Methode durchgeführt werden. Wenn diese hin zu niedrigen Injektionsdichten (unterhalb von ca. 10^{13} cm^{-3} bis einigen 10^{14} cm^{-3}) einen steilen Anstieg der gemessenen Lebensdauern zeigt, so ist dies ein deutliches Zeichen dafür, daß Trapping vorliegt. Durch Vergleich des Injektionsniveaus der eigentlich interessierenden Messung mit dem Injektionsniveau des Startpunkts dieses Anstiegs kann beurteilt werden, ob die Messung bereits durch Trapping verfälscht ist, oder ob die Meßdaten verwendet werden können.

2.2.4 Oberflächen- und Volumenlebensdauer

In einem Halbleiter kann Rekombination zum einen im Volumen durch strahlende Rekombination, Auger-Rekombination oder durch Störstellenrekombination stattfinden. Zum anderen sind jedoch die Oberflächen eines Halbleiters, an denen die Gitterstruktur nicht periodisch fortgesetzt wird, Orte erhöhter Rekombination. Da die Periodizität des Gitters an diesen Stellen unterbrochen ist, bilden sich Oberflächenzustände aus, über die Ladungsträgerrekombination ähnlich der SRH-Rekombination erfolgen kann. Ebenso können sich durch das Anlagern von Fremdatomen an die Oberfläche Energieniveaus in der Bandlücke ausbilden. Im Gegensatz zur SRH-Rekombination über diskrete Störstellenniveaus liegt an den Oberflächen jedoch normalerweise eine kontinuierliche Zustandsdichte von Störstellen $D_{it}(E_T)$ vor [ES85].

Sowohl die Volumenrekombination, die durch τ_{bulk} beschrieben wird, als auch die Oberflächenrekombination, die durch ein entsprechendes $\tau_{surface}$ beschrieben werden kann, tragen zur

Gesamtrekombination und somit zur effektiven Lebensdauer τ_{eff} bei. Diese effektive Lebensdauer wird experimentell gemessen. Es gilt

$$\tau_{eff}^{-1} = \tau_{bulk}^{-1} + \tau_{surface}^{-1} . \quad (2.17)$$

Da die Auswirkungen der Rekombination an den Oberflächen auf $\tau_{surface}$ von einer Reihe von (Geometrie-)Faktoren abhängig ist, ist es üblicher, die Oberflächenrekombination über einen von der Probengeometrie unabhängigen Materialparameter, die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $S_{surface}$, zu beschreiben. Für einen Wafer der Dicke d mit den Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{front} und S_{back} an den beiden Oberflächen gilt [GKV97]

$$\tau_{surface}^{-1} = D_e \beta^2 \quad \text{mit} \quad \cot(\beta d) = \frac{D_e \beta}{S_{front} + S_{back}} - \frac{S_{front} S_{back}}{(S_{front} + S_{back}) D_e \beta} , \quad (2.18)$$

wobei D_e die Diffusionskonstante ist. Eine Vereinfachung dieser Formel für $S_{front} = S_{back}$ findet sich in [PGYM00]. Unter der Annahme sehr kleiner Werte für $S_{surface}$ (rekombinationsbeschränktes $\tau_{surface}$) oder sehr großer Werte von $S_{surface}$ (diffusionsbeschränktes $\tau_{surface}$) lassen sich weitere Vereinfachungen finden (siehe z.B. [Rei98]). Die Gleichung 2.18 wurde unter der Annahme hergeleitet, daß eine von der Tiefe unabhängige Generation $G \neq G(z)$ im Halbleiter vorliegt, wobei z die Tiefe im Halbleiter, gerechnet ab der beleuchteten Oberfläche, bezeichnet. Dies ist im Allgemeinen und insbesondere bei monochromatischer Beleuchtung sowie unter AM1.5G-Beleuchtung² nicht der Fall. In diesen Fällen ergibt sich in guter Näherung eine exponentielle bzw. multi-exponentielle Abhängigkeit von G mit der Probentiefe z . Will man solche Fälle exakter berechnen, muß die Ladungsträgerdiffusionsgleichung (Gl. 2.5) unter Annahme des entsprechenden $G(z)$ -Profils gelöst werden (s. auch Kap. 5.2.3). Messung von τ_{eff} bei Beleuchtung mit verschiedenen, geeignet gewählten Wellenlängen bietet so *eine* Möglichkeit zur Trennung von τ_{eff} in τ_{bulk} und $S_{surface}$ [BB00, Sin03a].

2.2.5 Injektions- und Temperaturabhängigkeit

Wie in Kapitel 2.2.3 begründet wurde, dominieren die Auger- und die SRH-Rekombination die sich ergebende Volumenlebensdauer τ_{bulk} in Silizium. In Gl. 2.12 und 2.14 sind die Injektionsabhängigkeiten der Auger- und SRH-Rekombination bereits enthalten. Die Auger-Rekombination nimmt als Drei-Teilchen-Prozeß stark mit Δn zu, wohingegen die Injektionsabhängigkeit der SRH-Lebensdauer von verschiedenen Parametern der Störstelle, insbesondere dem Energieniveau E_{Trap} und dem Verhältnis von Elektronen- und Löchereinfangquerschnitt, abhängt. Da verschiedene Meßmethoden die Lebensdauer bei unterschiedlichen Injektionsniveaus messen, ist es zum Vergleich von Lebensdauermessungen unabdingbar, immer auf das jeweilige Injektionsniveau zu achten. Unterschieden wird insbesondere zwischen Niederinjektion (LLI — low level injection) mit $\Delta n \ll N_{Dop}$ und Hochinjektion (HLI — high level injection) mit $\Delta n \gg N_{Dop}$, wobei N_{Dop} die Dotierkonzentration ist.

Neben der Injektionsabhängigkeit ist auch die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer von Bedeutung. Beide können zur Defektspektroskopie herangezogen werden [RWG00]. Die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauermessungen ist für den Vergleich von Meßmethoden und die Simulation von Solarzellen normalerweise von untergeordneter Bedeutung, da die Differenz zu

²AM1.5G bezeichnet das in den Standardtestbedingungen für Solarzellen verwendete Normspektrum, das in etwa der Globalstrahlung nach Transmission des Sonnenlichts durch die 1.5-fache Dicke der Atmosphäre entspricht.

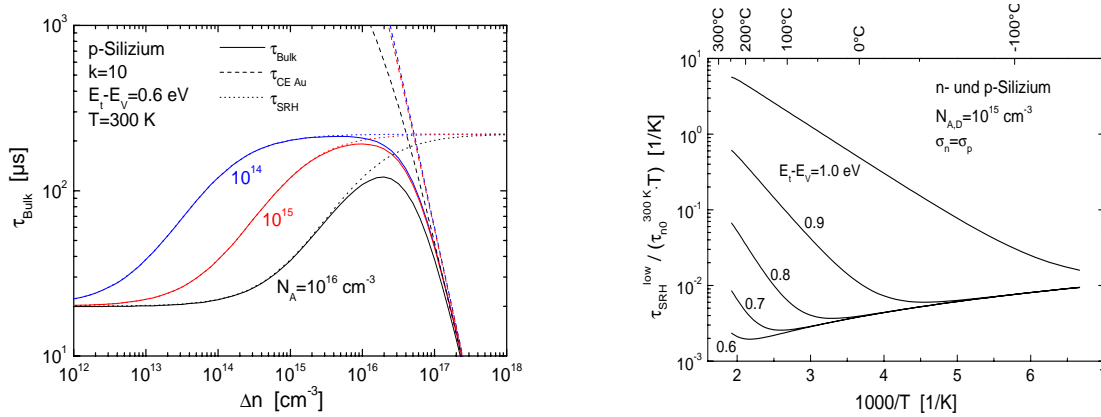


Abbildung 2.3: Simulation der Injektionsabhängigkeit (links) und Temperaturabhängigkeit (rechts) der Volumenlebensdauer. Die Injektionsabhängigkeit wurde für verschiedene Dotierungen berechnet. Sie ist bei hohen Injektionen durch Auger-Rekombination und bei niedrigen Injektionen durch SRH-Rekombination beschränkt. Als Defektparameter wurden eine tiefe Störstelle und ein Symmetriefaktor $k = 10$ angenommen. Dabei bezeichnet der Symmetriefaktor den Quotienten der Wirkungsquerschnitte der Störstelle für Elektronen- und Löchereinfang. Die Temperaturabhängigkeit (rechts) der Lebensdauer zeigt im normierten Arrheniusplot einen linearen Anstieg. Die Steigung und der Temperaturbereich in dem ein linearer Anstieg auftritt, sind vom Energieniveau des Defekts abhängig (aus [Rei98] (links) und [Reh01] (rechts)).

den Normbedingungen stets maximal einige K beträgt und in diesem Temperaturbereich die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer eher schwach ausgeprägt ist. Jedoch ist die Temperaturabhängigkeit der LLI-Lebensdauer zur Defektspektroskopie besonders geeignet. Sie zeigt in einem geeignet normierten Arrheniusplot in einem bestimmten Temperaturbereich einen linearen Anstieg, dessen Steigung gerade proportional zur Tiefe der Störstelle in der Bandlücke ist. Der Temperaturbereich des linearen Anstiegs liegt typischerweise zwischen 100°C und 250°C , variiert aber je nach Defektparametern. Diese Eigenschaft wurde in der Meßmethode der TDLS (Temperature Dependent Lifetime Spectroscopy) [RRWG01] zur Defektspektroskopie nutzbar gemacht. Die Methode der IDLS (Injection Dependent Lifetime Spectroscopy) [SCS96] liefert nicht so unmittelbar einen Defektparameter wie die TDLS, jedoch können aus der Injektionsabhängigkeit durch Anpassung an die gesamte Meßkurve $\tau_{eff}(\Delta n)$ wichtige Informationen über Defektparameter abgeleitet werden.

Eine ausführliche Diskussion der Injektions- und Temperaturabhängigkeit kann hier nicht erfolgen, findet sich aber z.B. in [Rei98, Reh01, RRWG02]. Simulierte Beispiele für die Injektions- und Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer sowie die Abhängigkeit der Lebensdauer von Störstellen- und Probenparametern sind exemplarisch in Abb. 2.3 gezeigt.

2.3 Absorption an freien Ladungsträgern

Bei der Entwicklung neuer Meßmethoden im Rahmen dieser Arbeit, insbesondere bei den Methoden des Carrier Density Imaging (CDI, siehe Kap. 5.3) sowie der Messung von Dotierkonzentrationen (siehe Kap. 6), spielt die Absorption an freien Ladungsträgern (engl. „Free Carrier Absorption“ — FCA) eine herausragende Rolle. Deshalb soll sie in diesem Kapitel etwas näher beleuchtet werden. Nach einigen grundsätzlichen Überlegungen wird auf die Bestimmung der optischen Koeffizienten n_{FCA} und k_{FCA} , die zur Eichung der Meßmethoden notwendig sind, eingegangen. Dabei wird zunächst das gängigste Modell [STS78] vorgestellt und im Folgenden

seine vereinfachenden Annahmen und Limitierungen diskutiert. Basierend auf Untersuchungen von Schumann et al. [SP67, SKT⁺71] wird dann eine vom Autor neu bestimmte Parametrisierung dieser wichtigen optischen Kenngrößen angegeben, die später zur Eichung der Meßdaten verwendet wird.

2.3.1 Absorption bei $E_{Ph} < E_{G,Si}$

Bei Photonenenergien $E_{Ph} > E_{G,Si}$ findet die Absorption in Silizium im Wesentlichen als Band-Band Absorption, wie in Abb. 2.1 skizziert, statt. Setzt man Silizium hingegen einem Photonenfluß mit $E_{Ph} < E_{G,Si}$ aus, so ist diese Art der Absorption nicht mehr möglich, da die Photonenenergie nicht mehr ausreichend ist, um ein Elektron über den verbotenen Bereich der Bandlücke ins Leitungsband — und damit in einen Bereich, in dem es wieder erlaubte, freie Zustände für Elektronen gibt — anzuheben. Die Absorption bei $E_{Ph} < E_{G,Si}$ ist jedoch auf Grund von vier verschiedenen Effekten nicht ganz zu vernachlässigen:

- Mehr-Photonenprozesse
- Mehr-Teilchenprozesse unter Beteiligung von Phononen
- Exzitonsche Absorption
- Absorption an freien Ladungsträgern

Die drei erstgenannten Prozesse führen ebenfalls zu einer Generation von Elektron-Loch-Paaren. Jedoch nimmt ihre Wahrscheinlichkeit, und damit die Absorption, rapide mit abnehmender Photonenenergie ab. Beim Mehr-Photonenprozeß sowie einem Mehr-Teilchenprozeß, an dem sowohl Photonen, als auch Phononen beteiligt sind, liegt dies daran, daß mit zunehmender Anzahl an notwendigen Teilchen für den Absorptionsprozeß die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung aller beteiligten Teilchen sinkt, da die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Wechselwirkungen multiplikativ sind. Für einen 2-Phononen-Prozeß liegt z.B. die Untergrenze der Phononenenergie bei 0.987 eV [Gre98a]. Exzitonen sind Quasi-Teilchen, die aus einem Elektron im Leitungsband und einem Loch im Valenzband bestehen und durch ihre elektrostatische Anziehung gebunden sind. Aufgrund ihrer Bindungsenergie können Exzitonen Energiebänder knapp unterhalb des Leitungsbandminimums und knapp oberhalb des Valenzbandmaximums bilden, wodurch sie bei der Absorption von Photonen mit Energien, die wenig kleiner als die Bandlücke sind, eine wichtige Rolle spielen.

Im Gegensatz zu den drei erstgenannten Prozessen führt die Free Carrier Absorption nicht zur Generation eines Elektron-Loch-Paars. Bei der Free Carrier Absorption werden die Photonen durch einen sogenannten freien Ladungsträger, d.h. einen Ladungsträger der sich bereits in einem energetischen Zustand oberhalb der Bandlücke befindet, absorbiert. Hierfür kommen im Leitungsband Elektronen bzw. im Valenzband Löcher in Frage. Diese Ladungsträger können Photonen mit $E_{Ph} < E_{G,Si}$ absorbieren, da sie hin zu höheren Energien nicht mehr eine Bandlücke der Breite $E_{G,Si}$ zu überwinden haben, sondern ein Kontinuum unbesetzter bzw. nur teilweise besetzter Zustände vorfinden. Die freien Ladungsträger befinden sich nach dieser Absorption nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem restlichen Halbleiter. Die Rückkehr ins thermische Gleichgewicht erfolgt durch Thermalisierung. Diese findet ganz überwiegend durch Abgabe der Energie der freien Ladungsträger an Phononen des Kristallgitters statt. Der Prozeß

der Free Carrier Absorption ist somit stark von der Dichte freier Ladungsträger im Halbleiter und außerdem auch von der Photonenenergie abhängig, wobei die Absorptionswahrscheinlichkeit mit abnehmender Photonenenergie stark zunimmt. Im mittleren Infrarot, dem das besondere meßtechnische Interesse dieser Arbeit gilt, ist die Free Carrier Absorption häufig der stärkste Absorptionsprozeß in Silizium.

2.3.2 Free Carrier Absorption (FCA) zur Messung von Ladungsträgerdichten

In den Meßmethoden des Carrier Density Imaging (CDI) und der Messung von Dotierkonzentrationen mittels IR-Absorption (siehe Kap. 5.3 und 6) wird die Absorption von Photonen an freien Ladungsträgern als primäre Meßgröße ausgenutzt. Deshalb soll das zugrunde liegende Prinzip hier kurz erläutert werden. Im mittleren Infrarot ($\lambda = 3\text{-}5 \mu\text{m}$), in dem die in dieser Arbeit verwendete CCD-Kamera sensitiv ist, findet in Silizium, abgesehen von der Absorption an freien Ladungsträgern, im Wesentlichen keine Absorption statt. Jedoch weisen aufgrund des Brechungsindex von $n_{Si} \approx 3.42$ die Oberflächen eine erhebliche Reflexion auf. Schickt man nun aus einer Photonenquelle Photonen mit Wellenlängen zwischen $3 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m}$ durch eine Siliziumscheibe, so ist die Transmission auch *ohne* Free Carrier Absorption nur ca. 50%, kann jedoch mit der verwendeten CCD-Kamera schnell, sensitiv und orts aufgelöst gemessen werden. Es werden zwei Messungen an der selben Scheibe durchgeführt: Eine ohne die zu bestimmende freie Ladungsträgerdichte und eine mit der zu messenden freien Ladungsträgerdichte. Die Differenz der beiden gemessenen Transmissionen gerade proportional zur Absorption an freien Ladungsträgern aufgrund der zu bestimmenden freien Ladungsträgerdichte. Alle weiteren Einflüsse auf die Transmission, insbesondere die Reflexion an den Oberflächen, die Absorption am Gitter oder an Störstellen im Gitter sowie an einer gegebenenfalls vorhandenen Grunddotierung, haben bei dieser Differenzmessung nur insofern einen Einfluß, als daß sie die eingestrahlte Intensität verringern. Auf diesem Prinzip beruhen sowohl die Methode der CDI, bei der die zusätzliche freie Ladungsträgerdichte durch optische Beleuchtung erzeugt wird, als auch die Emitterschichtwiderstandsmessung, bei der die Transmission durch eine Siliziumscheibe mit und ohne diffundiertem Emitter verglichen wird.

2.3.3 Bestimmung des Beitrags der FCA zu n und k

Bisher verwendetes Modell für k_{FCA}

Das bisher mit Abstand am häufigsten verwendete Modell zur Free Carrier Absorption ist die von Schroder et al. [STS78] vorgeschlagene Parametrisierung. Im Bereich der Photovoltaik wird sie u.a. in [BKBS00], [HFFP00] und [CB97b] verwendet. Aufgrund ihrer weiten Verbreitung wurde sie zunächst auch zur Grundlage dieser Arbeit gemacht, weshalb sie im Folgenden dargestellt werden soll.

Aus einem klassischen Ansatz [Smi79] erhält man für den Absorptionskoeffizienten aufgrund freier Ladungsträger α_{FC} folgende Abhängigkeit:

$$\alpha_{FC}(\lambda, N) = \frac{q^3 \lambda^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 c^3 n_{Si} m^{*2} \mu} \quad , \quad (2.19)$$

wobei q die Elementarladung, λ die Wellenlänge der absorbierten Photonen, N die Dichte freier Ladungsträger, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, c die Lichtgeschwindigkeit, n_{Si} der Brechungs-

index von Silizium, m^* die effektive Masse der Elektronen bzw. Löcher und μ die Mobilität der freien Ladungsträger ist. Der Absorptionsindex k kann stets mittels

$$k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \quad (2.20)$$

aus α berechnet werden [Sch94].

Unter der Annahme, daß alle sonstigen Größen in Gl. 2.19 unabhängig von N und λ sind, erhält Schroder die einfache Abhängigkeit

$$\alpha_{FC} = \text{const}_{FCA, \text{Schroder}} \cdot \lambda^2 N \quad (2.21)$$

Die notwendige Konstante ist materialabhängig. Mittels Anpassung an experimentelle Daten bestimmte Schroder die dimensionslose Konstante zu $\text{const}_{FCA, \text{Schroder}, n} = 1 \cdot 10^{-10}$ für n-Silizium und $\text{const}_{FCA, \text{Schroder}, p} = 2.7 \cdot 10^{-10}$ für p-Silizium. Somit postuliert dieses Modell eine *lineare* Abhängigkeit der Free Carrier Absorption von der freien Ladungsträgerdichte.

Für die optische Dichte von Silizium sind in vielen Standardwerken (z.B. [Pal85]) Angaben zur Abhängigkeit von der Wellenlänge zu finden, jedoch gibt es zur Dotierabhängigkeit nur einige gemessene (z.B. [SKT⁺71, LBMT81]) Werte, die teilweise nur einen kleinen Wellenlängenbereich abdecken. *Parametrisierungen* für die Abhängigkeit der optischen Dichte von der Absorption an freien Ladungsträgern (im Folgenden mit n_{FCA} bezeichnet), die im mittleren IR verwendet werden könnten, wurden vom Autor dieser Arbeit in der Literatur leider nicht gefunden.

Grenzen der Gültigkeit bei hochdotierten Schichten

In dem bisher diskutierten Modell der Absorption an freien Ladungsträgern gehen eine Reihe vereinfachender Annahmen ein. Die vielleicht gravierendste für die Untersuchung hochdotierter Schichten ist die Annahme, daß die Mobilität der freien Ladungsträger μ unabhängig von der freien Ladungsträgerdichte sei. Legt man das Modell von Caughey und Thomas für die Mobilität freier Ladungsträger [CT67] zugrunde, so findet man, daß sich bei einer Variation der freien Ladungsträgerdichte von 10^{16} cm^{-3} auf 10^{21} cm^{-3} die Mobilität von Elektronen um einen Faktor 18.6 ändert. Ein anderes häufig verwendetes Mobilitätsmodell wurde von Masetti et al. vorgeschlagen [MSS83]. Beide Modelle zeigen sehr ähnliche Abhängigkeiten der Mobilität von der Dotierung N_D und damit auch von N . Aus Gründen der Vergleichbarkeit mit der eindimensionalen Halbleitersimulation PC1D [CB97a], die in dieser Arbeit häufig verwendet wurde und in der das Caughey Thomas Modell implementiert ist, wurde dieses Modell auch zur Grundlage der folgenden Überlegungen gemacht. Eine Diskussion der verschiedenen Mobilitätsmodelle findet sich z.B. in [Söl00, S. 17ff]. Aufgrund der oben dargelegten Vereinfachungen in der von Schroder angegebenen Gleichung für die Free Carrier Absorption ist die daraus resultierende lineare Abhängigkeit der Free Carrier Absorption von der freien Ladungsträgerdichte in Frage zu stellen und kann gegebenenfalls zu erheblichen Fehlern bei der Auswertung von Meßdaten führen.

Tatsächlich wurde dieser negative Effekt auch schon von Schroder selbst in der gleichen Veröffentlichung beobachtet und auf Probleme mit der angenommenen Mobilität zurückgeführt. Er verglich die gemessene Free Carrier Absorption mit dem Schichtwiderstand R_{Sh} hoch dotierter, diffundierter Schichten unter der Annahme einer niedrigen, aber konstanten Mobilität und fand Abweichungen, die bei n-dotiertem Silizium stärker waren als bei p-Dotierung und auf eine mit abnehmendem R_{Sh} ebenfalls abnehmende Mobilität hinwiesen. Jedoch wurde keine Verbesserung

der in Gl. 2.21 angegebenen Parametrisierung unternommen. Ähnliche Beobachtungen, die die Gültigkeit von Gl. 2.21 in Frage stellen, wurden auch vom Autor dieser Arbeit bei den Experimenten zur Bestimmung von Emitterschichtwiderständen gemacht. Jedoch zeigte sich dabei, daß neben der Mobilität auch noch andere Faktoren eine Rolle spielen (siehe unten und Kap. 6). Auch die Arbeiten von Hanselaer et al. [HFFP00] deuten in eine ähnliche Richtung. Dort wird beim Vergleich von Emitterschichtwiderständen und der Absorption an freien Ladungsträgern ein um ca. einen Faktor 10 höheres $\alpha_{FC} \cdot d$ gefunden als mit der Theorie aus [STS78] zu erwarten wäre, wobei d die Dicke der diffundierten Schicht ist. Hanselaer et al. führten dies jedoch nicht auf die Super-Linearität der Abhängigkeit der Absorption an freien Ladungsträgern von der freien Ladungsträgerdichte zurück, sondern spekulierten über eine Reihe möglicher Fehlerquellen, inklusive der Bestimmung der Konstante in Gl. 2.21.

Die hier dargestellten experimentellen Befunde legen nahe, daß zumindest für die Untersuchung hochdotierter Schichten bessere Modelle für die Free Carrier Absorption notwendig sind.

Theoretische Berechnung von n_{FCA} und k_{FCA}

Aus einem prinzipiell klassischen Ansatz leitet Smith [Smi79] ein nicht-lineares Gleichungssystem zur Bestimmung von n_{FCA} und k_{FCA} her:

$$n_{FCA}^2 - k_{FCA}^2 = \epsilon_L - \frac{\sigma_0 q}{\mu \epsilon_0 m^*} \left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\rangle \quad (2.22)$$

$$2n_{FCA}k_{FCA} = \frac{\sigma_0 q}{\omega \mu \epsilon_0 m^*} \left\langle \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\rangle . \quad (2.23)$$

Hierbei sind σ_0 die Leitfähigkeit, ϵ_L die relative elektrische Feldkonstante, τ die Relaxationszeit und ω die der Photonenwellenlänge entsprechende Kreisfrequenz. Alle anderen Größen sind wie in Gl. 2.19 definiert. Nach Schumann et al. [SP67] ergeben sich für die Erwartungswerte

$$\left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\rangle = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \cdot J(D) \quad (2.24)$$

$$\left\langle \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\rangle = \frac{Nq^2 \lambda^2 \rho_0 \Gamma(4)}{4\pi^2 c^2 m^* [\Gamma(5/2)]^2} \cdot L(D) \quad (2.25)$$

mit

$$J(D) = \frac{1}{\Gamma(5/2)} \int_0^\infty \frac{x^{9/2} e^{-x}}{x^3 + D} dx \quad (2.26)$$

$$L(D) = \int_0^\infty \frac{x^3 e^{-x}}{x^3 + D} dx \quad (2.27)$$

$$\text{und } D = \frac{N^2 q^4 \lambda^2 \rho_0^2 [\Gamma(4)]^2}{4\pi^2 c^2 m^{*2} [\Gamma(5/2)]^2} , \quad (2.28)$$

wobei ρ_0 der spezifische Widerstand und Γ die Gamma-Funktion ist. Ausgehend von diesen Gleichungen wurde in dieser Arbeit ein Modell für n_{FCA} und k_{FCA} hergeleitet und eine entsprechende Parametrisierung extrahiert. Bei allen Abschätzungen in den folgenden Überlegungen wird von einem Dotierbereich zwischen 10^{15} cm^{-3} und $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sowie einer Wellenlänge zwischen $1 \text{ }\mu\text{m}$ und $6 \text{ }\mu\text{m}$ ausgegangen, da dies der relevante Bereich für Solarzellenanwendungen und Messungen mit dem in dieser Arbeit verwendeten IR-Kamerasystem ist.

Da in diesem Bereich der Brechungsindex von Silizium n_{FCA} nur um ca. 15% variiert, wohingegen k_{FCA} über fast 9 Größenordnungen variiert, kann in Gl. 2.23 in guter Näherung n als konstant angenommen werden. Somit entkoppelt das Gleichungssystem, und Gl. 2.23 kann nach k_{FCA} aufgelöst werden:

$$k_{FCA} = \frac{q^3 N \lambda^3}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0 m^{*2} \mu(N)} \frac{\Gamma(4)}{[\Gamma(5/2)]^2} L(D) \quad (2.29)$$

Man sieht sofort, daß Gl. 2.29 in die von Schroder angegebene Gl. 2.19 übergeht, wenn man $\frac{\Gamma(4)}{[\Gamma(5/2)]^2} L(D) = 1$ setzt. Schumann selber gibt vier mögliche Näherungen an, die die Integrale $L(D)$ und $J(D)$ vereinfachen, errechnete jedoch keine Parametrisierung für $k_{FCA}(N_{Dop}, \lambda)$.

Im Folgenden wird eine Parametrisierung der Free Carrier Absorption mit dem vollen in Gl. 2.29 angegebenen Modell bestimmt. Da q , c und ϵ_0 Naturkonstanten sind und m^* in guter Näherung unabhängig von der Ladungsträgerdichte N ist [HG63], kann α_{FC} mit folgendem Modell beschrieben werden:

$$\alpha_{FC}(N, \lambda) = const_{FCA} \frac{N \lambda^2}{\mu(N)} L(D) \quad (2.30)$$

Nachdem $const_{FCA}$ aus experimentellen Daten ermittelt wurde, kann nun Gl. 2.22 verwendet werden, um — unter Kenntnis von $\alpha_{FC}(N, \lambda)$ — die Dotier- und Wellenlängenabhängigkeit von n_{FCA} zu bestimmen. In einem ersten Schritt erhält man aus dem Brechungsindex von undotiertem Silizium für $\lambda \rightarrow \infty$ die relative Feldkonstante ϵ_L für undotiertes Silizium. In dieser Arbeit wurde $\epsilon_L = 11.713$ verwendet. Danach hat Gl. 2.22 nur noch einen offenen Parameter, der zur Anpassung an die Meßdaten variiert werden kann:

$$n_{FCA}(N, \lambda) = \left(\epsilon_L - const_{FCA,2} \frac{\sigma_0(N) \lambda^2}{\mu(N)} J(D) + k_{FCA}(N, \lambda)^2 \right)^{(1/2)} \quad (2.31)$$

Trägt man für konstante Dotierung n_{FCA} über λ auf, so findet man ein Minimum. Dieses eignet sich, da es gut experimentell bestimmbar ist, zur Berechnung von $const_{FCA,2}$. Schumann zeigt, daß zwei der vier von ihm angegebenen Näherungen sowie die integrierte Lösung gut mit den experimentell gefundenen Werten für das Minimum übereinstimmen.

Neuauswertung der Meßdaten und Bestimmung von n_{FCA} und k_{FCA}

Parametrisierung für k_{FCA} : Daten für die Abhängigkeit der Absorption an freien Ladungsträgern von der Dotierung sind u.A. in [SKT⁺71, WS77] und [Run65] sowie darin angegebenen Referenzen zu finden. Ein Teil dieser Daten wurde auch für die von Schroder angegebene Parametrisierung verwendet. In dieser Arbeit wurden alle bei $\lambda = 5 \mu m$ gemessenen Daten aus diesen Quellen verwendet, da diese Wellenlänge sehr gut mit dem in dieser Arbeit interessierenden Wellenlängenbereich übereinstimmt. Die von Schroder ebenfalls verwendeten Daten bei $\lambda = 10 \mu m$ wurden nicht berücksichtigt. Die in [SKT⁺71] angegebenen Kurven $k_{FCA}(N_{Dop})$ bei verschiedenen Wellenlängen legen nahe, daß bei $10 \mu m$ Wellenlänge, insbesondere bei hohen Ladungsträgerkonzentrationen, für die das Modell von Schroder et al. hier verbessert werden soll, bereits erhebliche experimentelle Abweichungen von dem sowohl von Schroder als auch in dieser Arbeit verwendeten grundlegenden Modell der Absorption an freien Ladungsträgern [SP67] bestehen. Da außerdem dieser Wellenlängenbereich außerhalb des Interesses dieser Arbeit liegt,

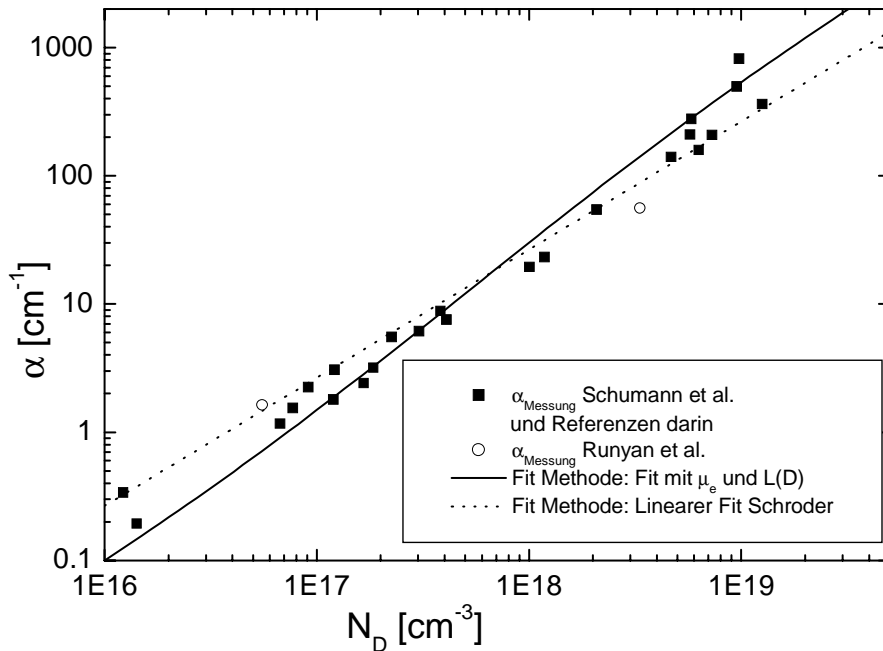


Abbildung 2.4: Vergleich des Fits von Meßdaten aus [SKT⁺71], [WS77] und [Run65] mit dem linearen Modell von Schroder et al. und dem in dieser Arbeit verwendeten Modell.

wurden die entsprechenden Meßdaten nicht berücksichtigt.

Ein Least-Square-Fit der Daten bei $\lambda = 5 \mu\text{m}$ im logarithmischen Maßstab mit dem in Gl. 2.30 vorgeschlagenen Modell liefert die in Tabelle 2.1 angegebenen Werte für $const_{FCA}$. Vergleicht man den sich ergebenden Fehler mit dem einer Anpassung mit dem Modell von Schroder et al. an die gleichen Daten, so sieht man, daß die Differenzen zu den gemessenen Daten mit dem Modell aus Gl. 2.30 im Falle von p-Si etwas größer, im Fall von n-Si jedoch etwas kleiner sind, als mit dem Modell von Schroder et al.. Ein graphischer Vergleich ist in Abb. 2.4 zu finden. Somit kann gefolgert werden, daß eine Parametrisierung der in der Literatur zu findenden Meßdaten gelungen ist, die zumindest keine größeren Diskrepanzen zu den Meßdaten aufweist als die in [STS78] gegebene, gleichzeitig aber ein *physikalisch* besseres Modell der Absorption an freien Ladungsträgern verwendet. Wendet man die beiden Modelle auf die Transmission durch hochdotierte Schichten an und vergleicht mit elektrischen Messungen, so findet man sehr gute Übereinstimmung zwischen der hier angegebenen Parametrisierung für das in Gl. 2.30 vorgeschlagene Modell und den elektrischen Messungen des Emitterschichtwiderstands mit der 4-Spitzen-Methode. Bei Verwendung des Modells von Schroder et al. ergeben sich hingegen z.B. bei industriellen Emitttern, die einen mit der 4-Spitzen-Methode bestimmten Schichtwiderstand von ca. $40 \Omega/\square$ haben, Schichtwiderstände von ca. $10 \Omega/\square$ oder darunter. Ein so niedriger Schichtwiderstand ist auch mit den Parametern der gefertigten Solarzellen und Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) Messungen nicht verträglich. Genauere Ausführungen zu diesem Vergleich und der Notwendigkeit bei hochdotierten Schichten das Modell nach Gl. 2.30 zu verwenden finden sich in Kapitel 6.4.1 und 6.6.1.

Relativ zu dem häufig verwendeten linearen Modell ergibt sich mit dem neu parametrisierten Modell der Absorption an freien Ladungsträgern ein Korrekturfaktor, der für hohe freie Ladungsträgerkonzentrationen eine mit der freien Ladungsträgerdichte stärker als linear zunehmende Absorption vorhersagt. Dieser Korrekturfaktor ist für p- und n-Silizium in Abb. 2.5 aufgetragen, wobei $N_{Dop} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ als Referenz gewählt wurde. Man sieht, daß für Dotierungen bis ca. $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ der Korrekturfaktor nahe 1 ist, darüber jedoch erheblich ansteigt. Hieraus muß

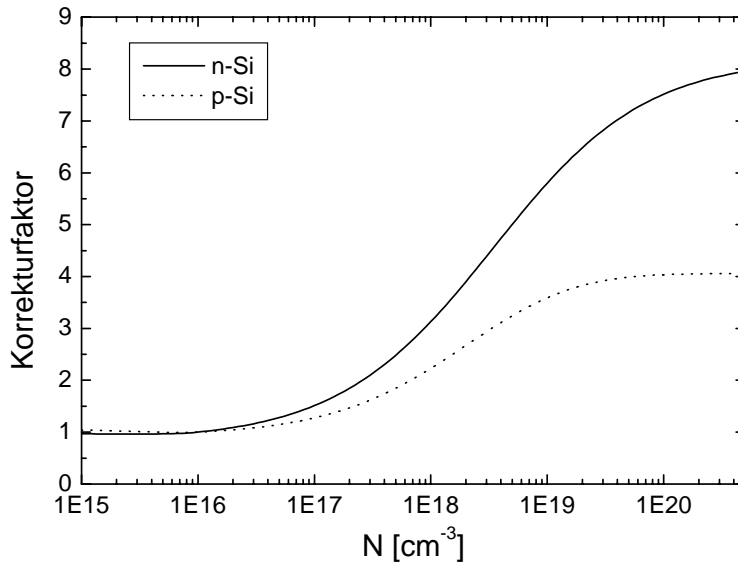


Abbildung 2.5: Korrekturfaktor für die von Schroder angenommene lineare Abhängigkeit der Free Carrier Absorption von der Ladungsträgerkonzentration. Als Basis (=1) für die Berechnung wurde eine freie Ladungsträgerkonzentration von 10^{16} cm^{-3} angenommen.

Tabelle 2.1: Parametrisierung für k_{FCA} sowie sich ergebende Varianz der Meßwerte bei einer Anpassung im logarithmischen Maßstab. Zum Vergleich ist die sich mit den gleichen Meßdaten und dem linearen Modell aus [STS78] ergebende Parametrisierung sowie die entsprechende Varianz angegeben. Der Unterschied zu den in [STS78] veröffentlichten Daten liegt an der unterschiedlichen Auswahl der Meßdaten (siehe hierzu im Text). Alle für den hier angegebenen Fit verwendeten Meßpunkte wurden bei $\lambda = 5 \mu\text{m}$ aufgenommen.

Material	Diese Arbeit		Schroder et.al.	
	$const_{FCA}$ [$\text{cm}^3(\text{Vs})^{-1}$]	σ_{Log}^2	$const_{FCA,Schroder}$ [cm]	σ_{Log}^2
p-Silizium	$4.97 \cdot 10^{-8}$	0.136	$5.13 \cdot 10^{-17}$	0.101
n-Silizium	$5.63 \cdot 10^{-8}$	0.232	$2.63 \cdot 10^{-17}$	0.270

gefolgert werden, daß bei Anwendungen in der Basis von Standardsolarzellen mit Dotierungen die typischerweise maximal ca. $0.5 \Omega\text{cm}$ entspricht die Verwendung des einfachen linearen Modells der Free Carrier Absorption nach Schroder gerechtfertigt ist, bei höher dotierten Proben und insbesondere bei Untersuchungen des Emitters jedoch das in Gl. 2.29 beschriebene Modell verwendet werden muß.

Parametrisierung für n_{FCA} : In Gl. 2.31 muß noch ein Parameter bestimmt werden, um auch die optische Dichte von Silizium als Funktion der Wellenlänge angeben zu können. Die Kurven zeigen alle ein Minimum der optischen Dichte, das sogenannte Plasma-Resonanz-Minimum. Dieses resultiert aus dem Abfall der optischen Dichte intrinsischen Siliziums hin zu größeren Wellenlängen und dem Anstieg der optischen Dichte aufgrund der erhöhten Free Carrier Absorption und damit höheren k_{FCA} -Werten bei großen Wellenlängen. Dieses Minimum der optischen Dichte ist experimentell sowohl für p-Silizium als auch für n-Silizium recht gut untersucht (z.B. [SP67, HG63, GKG66]) und eignet sich in besonderem Maße zur Bestimmung von $const_{FCA,2}$. In dieser Arbeit wurden die experimentellen Daten aus [GKG66] und [SKT⁺71] zugrunde gelegt, da die in [HG63] gegebenen Reflexionsdaten unter Verwendung von Gl. 2.31 zu n-Werten führten, die mit den sehr gut dokumentierten n-Werten für intrinsisches Silizium nicht kompatibel sind.

Ein Fit an die Daten von Gardner et al. [GKG66] und Schumann et al. [SKT+71] liefert für $const_{FCA,2}$ Werte von $1.81 \cdot 10^5 \text{ cm}^3\text{C}^{-1}$ für p-Silizium und $1.06 \cdot 10^5 \text{ cm}^3\text{C}^{-1}$ für n-Silizium. In Abb. 2.6 ist die Abhängigkeit der optischen Dichte von der Dotierung für Wellenlängen zwischen $2 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ aufgetragen. Man sieht, daß optische Effekte aufgrund einer variierenden optischen Dichte erst bei freien Ladungsträgerdichten oberhalb von 10^{19} cm^{-3} relevant werden. Da der Übergang diesmal bei 10^{19} cm^{-3} , und nicht bei ca. $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ wie im Falle von k_{FCA} liegt, kann geschlossen werden, daß nur für die hohen, oberflächennahen Dotierungen von Emittoren relevante Effekte auftreten können.

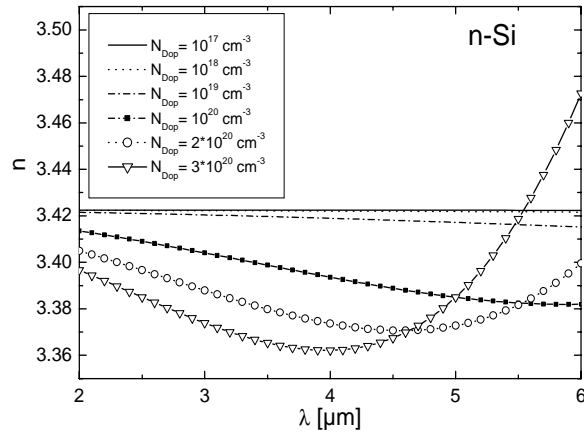


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der optische Dichte von Silizium von der freien Ladungsträgerdichte und der Wellenlänge für das im Text vorgestellte Modell der Absorption an freien Ladungsträgern.

2.4 Grundlagen der Solarzelle

In den folgenden Abschnitten sollen einige wesentliche Aspekte der Physik der Solarzelle als Halbleiterbauelement auf makroskopischer Ebene dargestellt werden. Die hier gegebene Zusammenfassung kann und will nicht vollständig sein, sondern nur die für die folgenden Kapitel wichtigsten Begriffe und Überlegungen kurz erläutern. Für eine ausführliche Darstellung sei auf Standardwerke wie z.B. [FB83, Wür00, Gre98b, Gre98a] verwiesen.

2.4.1 Aufbau einer Solarzelle

In Abb. 2.7 ist der Aufbau einer Einfach solarzelle (links) sowie einer hocheffizienten Solarzelle (rechts) mit LBSF (Local Back Surface Field) schematisch dargestellt. Eine Solarzelle in ihrer einfachsten Ausführung ist eine großflächige Diode, bestehend aus einem dotierten Halbleitermaterial (Basis, üblicher- aber nicht notwendigerweise p-dotiert) und einem eindiffundierten Emittor. Der dadurch entstehende pn-Übergang dient der Ladungsträgertrennung. Zur Stromableitung ist noch eine Kontaktierung der Basis sowie des Emittors notwendig, die auf der Rückseite normalerweise ganzflächig erfolgt, auf der Vorderseite, um Lichteinfall zu ermöglichen, jedoch nur über ein H-förmiges Gitter, das (Metallisierungs-)Grid genannt wird. Die in Abb. 2.7 gezeigte einfache Solarzellenstruktur besitzt zusätzlich noch eine Vorderseitenbeschichtung, die als Antireflexions-schicht die Lichteinkopplung verbessert.

Hocheffiziente Solarzellenstrukturen besitzen ebenfalls eine die Reflexion vermindernde Vorderseitenbeschichtung, die darüber hinaus durch elektrische Passivierung die Ladungsträgerrekombination an der Vorderseite verringert. Zusätzlich haben diese Zellen eine texturierte Vorderseite, die die Reflexion weiter vermindert. Eine Passivierungsschicht wird zu demselben Zweck auch auf der Rückseite aufgebracht. Da durch die gute Passivierung der Rückseite ein Einsintern des Aluminiums nicht mehr nötig und sogar schädlich wäre, erhöht die Kombination von Rückseiten-

beschichtung und aufgedampftem Aluminium als guter Spiegel die interne Reflexion langwelligeren Lichts und somit dessen Absorption in Silizium. Da Passivierungsschichten im Allgemeinen nicht leitend sind, muß die Passivierung an der Rück- bzw. Vorderseite lokal geöffnet werden, um eine Kontaktierung des Siliziums zu ermöglichen. Auf der Rückseite erfolgt dies gewöhnlich punktuell, auf der Vorderseite in der H-Form des Grids. An den geöffneten Punktkontakten der Rückseite kann zusätzlich ein LBSF diffundiert werden. Dieser hochdotierte Bereich sowie ein höher dotierter Emitter unter der Vorderseitenmetallisierung (selektiver Emitter) bewirken zum einen eine Bandverbiegung, die die Minoritäten von den Metallkontakten fern hält und so die Ladungsträgerrekombination an den Kontakten vermindert, zum anderen ermöglichen sie einen geringen Kontaktwiderstand am Halbleiter-Metall-Übergang.

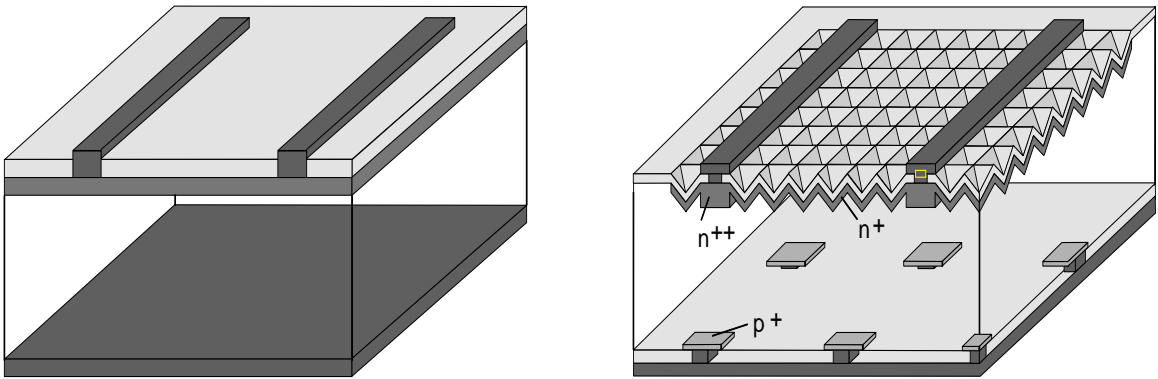


Abbildung 2.7: Schema einer einfachen (links) und einer hocheffizienten (rechts) Solarzellenstruktur (Erklärungen siehe Text, Abschnitt 2.4.1).

2.4.2 Zweidiodenmodell

Das verbreitetste Modell zur eindimensionalen globalen Beschreibung der Solarzellenkennlinie ist das analytische Zweidiodenmodell, das eine Erweiterung des Eindiodenmodells nach Shockley darstellt:

$$J(V) = \underbrace{J_{01} \left(e^{\frac{q}{n_1 k_B T} (V - J(V) R_S)} - 1 \right)}_{\text{Eindiodenmodell}} + \frac{V - J(V) R_S}{R_P} - J_{gen} + J_{02} \left(e^{\frac{q}{n_2 k_B T} (V - J(V) R_S)} - 1 \right) , \quad (2.32)$$

wobei J die resultierende Stromdichte, V die an die Solarzelle angelegte Spannung, q die Elementarladung, n_1, n_2 die Idealitätsfaktoren, J_{gen} die lichtgenerierte Stromdichte sowie R_P und R_S der ohmsche Parallel- und Serienwiderstand sind. Das dazugehörige Ersatzschaltbild ist in Abb. 2.8 dargestellt. Eine ausführliche Herleitung des Zweidiodenmodells findet sich z.B. in [Wür00]. Die Bedeutung der einzelnen im Zweidiodenmodell enthaltenen Verlustmechanismen (Dunkelstrom über Diode 1 und Diode 2, Verlustleistungen im Parallelwiderstand R_P und im Serienwiderstand R_S) werden in Kapitel 2.5 diskutiert. Eine sehr übersichtliche Darstellung, wie sich die einzelnen Parameter des Zweidiodenmodells auf die Solarzellenparameter J_{SC} , V_{OC} und FF auswirken, findet sich in [Glu95, S. 29].

Für eine erste Charakterisierung von Solarzellen wird üblicherweise die Hell- und Dunkelkennlinie gemessen. Aus der Hellkennlinie werden dann die Solarzellenparameter J_{SC} , V_{OC} und FF sowie der Wirkungsgrad extrahiert. An die Dunkelkennlinie kann das Zweidiodenmodell angepasst werden, so daß man globale gemittelte Werte für die Parameter J_{01} , J_{02} , n_1 , n_2 , R_S

und R_P erhält. Diese können erste Aufschlüsse über die wichtigsten Verlustmechanismen in der Solarzelle liefern, jedoch können die mittels der Dunkelkennlinie gemessenen Werte — insbesondere beim Serienwiderstand R_S — auch erheblich von denen unter realen Betriebsbedingungen abweichen. Für den Serienwiderstand wird dieses Problem und eine Verbesserungsmöglichkeit in Kapitel 2.6 diskutiert.

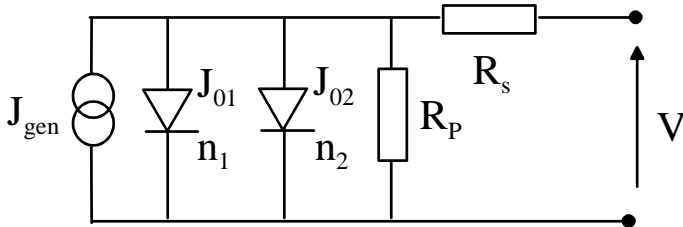


Abbildung 2.8: Ersatzschaltbild des Zweidiodenmodells. Die parasitären Widerstände sind in einem parallelen (R_P) und einem seriellen (R_S) Widerstand zusammengefaßt.

2.4.3 Quanteneffizienz

Die *externe Quanteneffizienz (EQE)* einer Solarzelle ist ein Maß für die Effizienz der Solarzelle bei der Umwandlung von Lichtquanten (Photonen) in Strom. Sie ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der unter J_{SC} -Bedingungen von der Solarzelle in einen äußeren Stromkreis abgegebenen Ladungsträger und der Anzahl der auf die Solarzelle einfallenden Photonen. Die externe Quanteneffizienz ist der unmittelbar experimentell zugängliche Parameter. Zur Analyse der relevanten elektrischen Verlustmechanismen in Solarzellen ist jedoch die *interne Quanteneffizienz (IQE)* häufig der aussagekräftigere Parameter. Die interne Quanteneffizienz ist das Verhältnis der Anzahl der unter J_{SC} -Bedingungen von der Solarzelle in einen äußeren Stromkreis abgegebenen Ladungsträger und der Anzahl der in die Solarzelle eingekoppelten Photonen. Ist $R(\lambda)$ die Reflexion an der primären Solarzellenoberfläche, so berechnet sich $IQE(\lambda)$ wie folgt aus der $EQE(\lambda)$:

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)} . \quad (2.33)$$

Wie bereits in dieser Gleichung angedeutet, wird die Quanteneffizienz üblicherweise unter monochromatischem Licht gemessen, wobei weißes Licht mit zeitlich konstanter Intensität als Biaslicht verwendet werden kann um verschiedene Injektionsniveaus der Messung einzustellen. Die Wellenlängenabhängigkeit der Quanteneffizienz kann wichtige Auskünfte über den Aufbau der Solarzelle und die dominanten rekombinativen und optischen Verlustmechanismen geben. Sie ist hingegen sehr unempfindlich auf Serien- und Parallelwiderstandsverluste, da diese unter J_{SC} -Bedingungen kaum zum Tragen kommen. Aufgrund der großen Wichtigkeit der Quanteneffizienzmessung zur Erstellung von Zellmodellen, z.B. in PC1D [CB97a], sollen im Folgenden mithilfe von Abb. 2.9 die wichtigsten an eine IQE anpassbaren Parameter und deren Einfluß auf $IQE(\lambda)$ erläutert werden. Die diesen Simulationen zugrunde liegenden Daten sind in Tabelle 2.2 angegeben. Bei dem verwendeten Zellmodell handelt es sich um ein an industrielle Solarzellen angelehntes Modell, jedoch wurden die meisten Zellparameter so gewählt, daß sich in der Ausgangszelle eine höhere $IQE(\lambda)$ ergibt, als in den entsprechenden praktisch realisierten Zellen. Somit kann durch Reduktion auf realistische oder schlechte Werte der einzelnen Zellparameter deren Einfluß auf $IQE(\lambda)$ aufgezeigt werden.

Auf die IQE bei großen Wellenlängen haben die Rückseitenrekombination und die Volumenlebensdauer den entscheidenden Einfluß, Variationen im Emitter und an der Vorderseite spielen

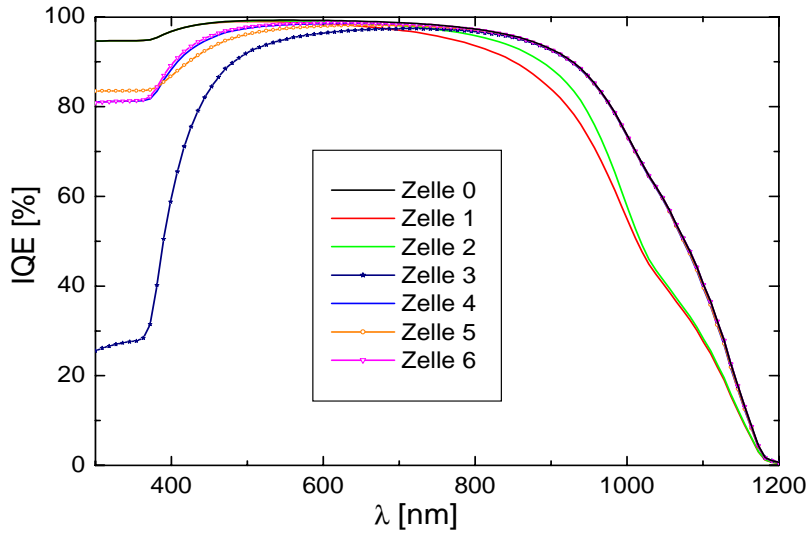


Abbildung 2.9: Einfluß verschiedener Material- und Zellparameter auf den Verlauf von $IQE(\lambda)$. Die Daten für die Simulationen von Zelle 0 bis 6 sind in Tabelle 2.2 zu finden.

Tabelle 2.2: Parameter für die PC1D-Simulation der in Abb. 2.9 gezeigten simulierten $IQE(\lambda)$. Die Vorderseite wurde mit einer spiegelnden internen Reflexion von 90% angenommen, die Rückseite als 80% diffus reflektierend. Es wurden keine Shuntelemente oder Serienwiderstände eingebaut, die Zelldicke betrug $300 \mu\text{m}$ und für die Basis wurde $1 \Omega\text{cm}$ Material verwendet. R_{Sh} bezeichnet den Schichtwiderstand, N_{Surf} die Oberflächendotierung und d_{Em} die Tiefe des Emitters.

Parameter	Zelle 0	Zelle 1	Zelle 2	Zelle 3	Zelle 4	Zelle 5	Zelle 6
$\tau_{bulk} [\mu\text{s}]$	100	10	100	100	100	100	100
$S_{front} [\text{cm}/\text{s}]$	5000	5000	5000	$1 \cdot 10^6$	5000	5000	60000
$S_{back} [\text{cm}/\text{s}]$	1000	1000	$1 \cdot 10^6$	1000	1000	1000	1000
$R_{Sh} [\Omega/\square]$	79.9	79.9	79.9	79.9	40.0	40.0	79.9
$N_{Surf} [\text{cm}^{-3}]$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$2.64 \cdot 10^{20}$	$1.1 \cdot 10^{20}$	$1.1 \cdot 10^{20}$
$d_{Em} [\mu\text{m}]$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.8	0.4

quasi keine Rolle. Eine verringerte Volumenlebensdauer bzw. eine erhöhte Rekombination an der Zellrückseite (S_{back}) haben einen prinzipiell vergleichbaren Einfluß auf $IQE(\lambda)$. Wegen dieser Mehrdeutigkeit werden bei der Bestimmung von S_{back} für eine bestimmte Zelllinie auch gerne auf Float-Zone (FZ) Material prozessierte Zellen verwendet, deren Lebensdauer τ_{bulk} sehr hoch ist, und bei denen der Einfluß von τ_{bulk} somit vernachlässigt werden kann. Bei genauer Betrachtung erkennt man jedoch, daß der Einfluß von τ_{bulk} hin zu kleinen Wellenlängen größer ist als der von S_{back} , d.h. daß $IQE(\lambda)$ -Kurven mit erhöhtem S_{back} etwas „eckiger“ bzw. „bauchiger“ sind als solche mit verringertem τ_{bulk} . Bei hinreichend niedrigem τ_{bulk} bzw. hinreichend hohem S_{back} treten im Bereich über ca. 1000 nm Wellenlänge charakteristische Buckel auf. Der Grund hierfür ist, daß ein wesentlicher Anteil der eingestrahnten Photonen die Rückseite erreicht, reflektiert und in emittenernäheren Teilen der Zelle absorbiert wird. Dadurch erhöht sich die Einsammelwahrscheinlichkeit. Bei sehr großen Wellenlängen haben dann auch die erste interne Reflexion an der Vorderseite und die Mehrfachreflexionen einen zunehmenden Einfluß. Bei dünneren Zellen ist derselbe Effekt schon bei entsprechend kürzeren Wellenlängen zu beobachten. Die charakteristische Lage und Größe der Buckel kann zur Anpassung des Modells der internen Reflexionen verwendet werden, jedoch können dabei Mehrdeutigkeiten nie ganz vermieden werden.

Sowohl die Rekombination an der Vorderseite (S_{front}) als auch das Emitterprofil beeinflussen

ausschließlich die *IQE* bei kurzen Wellenlängen. Der primäre Verlustmechanismus bei höher dotierten Emittoren ist dabei die Auger-Rekombination.

Sowohl ein tieferer Emitter (Zelle 5) als auch ein an der Oberfläche höher dotierter Emitter (Zelle 4) führen zu einer deutlich verringerten *IQE* im Wellenlängenbereich unterhalb von ca. 550 nm. Dabei beeinflusst der tiefere Emitter erwartungsgemäß Bereiche vergleichsweise großer Wellenlänge (ca. 450 bis 550 nm) stärker als der an der Oberfläche hochdotierte Emitter. Dieser verringert andererseits die *IQE*-Werte bei Wellenlängen kleiner ca. 400 nm stärker als der tiefere Emitter.

Eine erhöhte Oberflächenrekombination führt zu einer *Form* der *IQE*-Kurve, die der mit erhöhter Oberflächendotierung entspricht, jedoch noch etwas „eckiger“ bzw. „bauchiger“ ist. Werden S_{front} -Werte von 10^6 cm/s oder höher erreicht, so kann die *IQE* bei kurzen Wellenlängen bis unter 30% absinken. Solch einen Effekt allein aufgrund von Emitterdotierung zu erzielen, würde einen Emitter mit einem Schichtwiderstand von unter ca. $15 \Omega/\square$ implizieren, was in der Praxis nicht realistisch erscheint.

Die hier aufgezeigten Abhängigkeiten können sowohl zur Erstellung von Solarzellenmodellen als auch zur Defektanalyse einen wichtigen Beitrag leisten.

2.5 Leistungsverluste in Solarzellen

In diesem Kapitel werden einige wichtige Verlustmechanismen kurz diskutiert, wobei sowohl ihre Herkunft als auch die Auswirkungen auf die Kennlinie der Solarzelle untersucht werden. Wo möglich, werden auch einfache Modelle zur Berechnung der entsprechenden ins Zweidiodenmodell eingehenden Parameter angegeben. Gemäß ihrem Verhalten bezüglich der $I(V)$ -Kennlinie sind die Mechanismen hier in ohmsche und diodenartige Verlustmechanismen unterteilt.

2.5.1 Diodenartige Verluste

Rekombination in Basis und Emitter

Eine Solarzelle ist eine großflächige Diode. Für einen einfachen pn-Übergang wurde von Sah, Noyce und Shockley unter den vereinfachenden Bedingungen, daß

- Emitter- und Basisdotierung kastenförmig sind,
- die Boltzmann-Näherung anwendbar ist,
- Niederinjktionsbedingungen vorliegen und
- keine Generation oder Rekombination in der Raumladungszone stattfindet

eine Gleichung für den Dunkelstrom des pn-Übergangs hergeleitet [SNS57]. Dieser tritt durch Diffusion von Ladungsträgern über den pn-Übergang auf, die dann zu Minoritäten werden und in der Basis (Elektronen) oder im Emitter (Löcher) rekombinieren. Der sich ergebende Beitrag zum Dunkelstrom hat die Form

$$J_1(V) = J_{01} \left(\exp \left(-\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right) . \quad (2.34)$$

Dabei ist q die Elementarladung und k_B die Boltzmannkonstante [Sze81, Gre98b]. Es ergibt sich ein diodenartiger Strom mit einem Idealitätsfaktor von 1. Die Konstante J_{01} läßt sich zu

$$J_{01} = \frac{qD_e n_i^2}{L_e N_A} + \frac{qD_h n_i^2}{L_h N_D} \quad (2.35)$$

bestimmen [Gre98b]. Dabei ist D_e die Diffusionskonstante von Elektronen in der Basis, D_h die der Löcher im Emitter, N_A die Basis- und N_D die Emittersdotierung und n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte. Für L_e bzw. L_h muß in einer halbunendlich ausgedehnten Basis bzw. einem halbunendlich ausgedehnten Emitter die Volumendiffusionslänge der Elektronen in der Basis L_{bulk} bzw. der Löcher im Emitter $L_{bulk,h,Emitter}$ eingesetzt werden. In einer realen Solarzelle mit endlicher Dicke von Basis und Emitter müssen hingegen die entsprechenden effektiven Diffusionslängen verwendet werden, also für L_e die effektive Diffusionslänge der Elektronen in der Basis L_{eff} und für L_h die effektive Diffusionslänge der Löcher im Emitter. Der erste Summand in Gl. 2.35 liefert den Beitrag der Basis zum Diodenstrom J_{01} , der zweite Summand den Beitrag des Emitters. J_{01} ist der bei hohen Spannungen dominierende Parameter im Dunkelstrom des Zweidiodenmodells. Somit ist die Offen-Klemmspannung wesentlich durch J_{01} limitiert. Unter Vernachlässigung von Einflüssen der parasitären Widerstände und von J_{02} erhält man für V_{OC} [Gre98b]

$$V_{OC} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{SC}}{J_{01}} + 1 \right) . \quad (2.36)$$

Für die bis hier dargestellte Theorie wurden die oben aufgelisteten vereinfachenden Bedingungen angenommen. Werden diese gelockert, so können sich Idealitätsfaktoren $n \neq 1$ ergeben. Ein Beispiel hierfür ist eine Solarzelle mit injektionsabhängiger Lebensdauer. In solch einer Solarzelle ändert sich L_e bzw. L_h und somit J_{01} mit der angelegten Spannung V . Somit ergibt sich eine Spannungsabhängigkeit, die einen von 1 verschiedenen Idealitätsfaktor haben kann [MC00]. Häufig kann jedoch ein Teil des Dunkelsättigungsstroms sehr gut mit dem hier angegebenen Modell angepaßt werden, jedoch gibt es fast immer einen Anteil des Dunkelstroms, der Diodenverhalten mit $n \neq 1$ zeigt. Aus diesem Grund wird anstelle des Eindiodenmodells fast immer das Zweidiodenmodell verwendet, das diese Anteile in der zweiten Diode zusammenfaßt (siehe Kap. 2.5.1).

Rekombination an den Oberflächen

An den Oberflächen eines Halbleiters kommt es zu erheblichen Störungen der Kristallstruktur, was zu Störstellen mit Energieniveaus in der Bandlücke und damit zu erhöhter Rekombination führen kann. Diese Rekombination wird in der Regel durch eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beschrieben (siehe Kap. 2.2.4). Analog zur Rekombination im Volumen über ein diskretes Energieniveau E_{Trap} in der Bandlücke kann auch die Rekombination über ein diskretes Energieniveau an der Oberfläche eines Halbleiters durch eine Modifikation von Gl. 2.14 beschrieben werden. Aus der Rekombination an der Oberfläche kann ein Diodensättigungsstrom $J_{0,Surf}(E_{Trap})$ berechnet werden. Typischerweise findet man an den Oberflächen jedoch nicht ein diskretes Energieniveau in der Bandlücke, sondern aufgrund der massiven Störung der Periodizität des Gitters ein Kontinuum von Zuständen mit Zustandsdichte $D_{it}(E)$, so daß sich der Gesamtdiodenstrom zu

$$J_{0,Surf} = \int_0^{E_{G,Si}} D_{it}(E) J_{0,Surf}(E) dE \quad (2.37)$$

ergibt. Häufig wird der Beitrag der beiden Oberflächen auch mittels eines Geometriefaktors in den beiden Summanden von Gl. 2.35 berücksichtigt und so in den Beitrag des Emitters bzw. der Basis integriert [GVK97].

Rekombination in der Raumladungszone

Insbesondere in multikristallinem Material kann es eine Vielzahl von Gitterstörungen und Fremdatomen auch in der Raumladungszone geben. Neben Defektstellen, an denen dies zu einer ohmschen Verbindung von Basis und Emitter und somit zu einem ohmschen Shunt (R_P) führt, kann dies auch eine erhebliche Rekombination in der Raumladungszone (RLZ) zur Folge haben. In diesem Fall ist die dem Eindiodenmodell zugrunde liegende Annahme, daß in der RLZ keine für den Dunkelstrom relevante Rekombination stattfindet, nicht mehr aufrecht zu erhalten.

Eine einfache Näherung des sich ergebenden Diodenstroms aufgrund von Rekombination in der Raumladungszone kann gemacht werden, wenn angenommen wird, daß die Quasi-Ferminiveaus in der RLZ konstant sind und ferner die Rekombination in der Raumladungszone als räumlich konstant genähert wird. Unter der Annahme, daß E_{Trap} dem intrinsischen Ferminiveau entspricht und daß der Symmetriefaktor 1 ist (also $\tau_{n,0} = \tau_{p,0} = \tau_0$), ergibt sich für den Dunkelstrom aufgrund von Rekombination in der Raumladungszone [FB83, GVK97]

$$J_2(V) = J_{02} \left(\exp \left(-\frac{qV}{2k_B T} \right) - 1 \right) \quad (2.38)$$

$$\text{mit } J_{02} = \frac{k_B T \pi n_i}{\tau_0 E_{max}} . \quad (2.39)$$

Hierbei ist E_{max} das elektrische Feld im pn-Übergang. Der so hergeleitete Strom der zweiten Diode liefert einen Idealitätsfaktor von 2. Jedoch werden in der Praxis teilweise erhebliche Abweichungen festgestellt, was bei der Vielzahl von vereinfachenden Annahmen auch nicht erstaunlich ist. Nussbaum et al. [Nus73, LN80] haben deshalb den Dunkelsättigungsstrom auf Grund von Rekombination in der Raumladungszone genauer untersucht. Ausgehend von der Poisson-Boltzmann-Gleichung berechnen sie den Potentialverlauf in der Raumladungszone und den daraus resultierenden Dunkelstrom durch Integration der SRH-Rekombinationsrate. Dabei wird zur Bestimmung der Grenzen der Integration (also der Dicke der Raumladungszone) nicht die Annahme von Störstellenschöpfung gemacht, sondern die Ableitung des berechneten Potentialverlaufs betrachtet. Ist sie null, so ist die Grenze der RLZ erreicht.

Dieses Modell ist die bis dato aufwendigste Beschreibung des Dunkelstroms aufgrund von Rekombination in der Raumladungszone und stimmt auch am besten mit numerischen Simulationen mittels DESSIS überein [MAH00]. Es liefert keinen Dunkelstrom mit konstantem $n_2 = 2$, wie die einfache Theorie vorhersagt, sondern einen variablen Idealitätsfaktor der zweiten Diode, der je nach Annahme über die Defektparameter zwischen 1 und 2 schwankt [LN80]. Dabei zeigt sich, daß das Energieniveau der Störstelle einen sehr starken Einfluß auf n_2 , die Dotierung der Basis und des Emitters einen geringen und der Symmetriefaktor σ_n/σ_p einen eher schwachen Einfluß auf n_2 haben. Insbesondere ergibt die Annahme einer konstanten Zustandsdichte von Störstellenniveaus über die gesamte Bandlücke in einem weiten Bereich der restlichen Parameter einen Idealitätsfaktor von ca. 1.45 [LN80]. Nur bei sehr hohen Dotierungen beider Seiten des pn-Übergangs geht der Idealitätsfaktor gegen 2, da dann die RLZ sehr schmal wird und somit die oben angegebenen Näherungen des einfachen Modells berechtigt sind.

Da J_{02} einen höheren Idealitätsfaktor hat als J_{01} , ist er normalerweise bei Spannungen dominierend, bei denen der Dunkelstrom der ersten Diode noch klein ist. Bei diesen mittleren Spannungen wird durch J_{02} im Wesentlichen der Füllfaktor (FF) der Solarzelle beeinflusst. Große Rekombinationsströme in der RLZ können jedoch auch V_{OC} beeinflussen. Die Angabe eines maximalen Füllfaktors, ab dem dieser Effekt relevant wird, ist jedoch nur schwer möglich, da dies Annahmen über den Idealitätsfaktor der zweiten Diode implizieren würde, der — wie gerade gezeigt — von einer Vielzahl von Parametern abhängig ist. Abschließend sei noch erwähnt, daß sich ein Idealitätsfaktor von 2 oder sogar darüber nicht nur durch Rekombination in der Raumladungszone ergeben kann, sondern auch durch diverse andere Effekte, insbesondere durch Oberflächenrekombination [BH94, HLM78], wenn geladene Oberflächenzustände vorliegen sowie durch gleichrichtende Eigenschaften eines Metall-Halbleiter-Übergangs [ZE88].

2.5.2 Ohmsche Verluste

Parallelwiderstand

Parallelwiderstände, oft auch „ohmsche Shunts“ oder einfach nur „Shunts“ genannt, werden im Zweidiodenmodell durch einen Parallelwiderstand R_P , der die beiden Kontakte der Solarzelle verbindet, beschrieben. Ursachen für erniedrigte R_P -Werte und somit ohmsche Leckströme können z.B.

- metallische Fremdkörper im pn-Übergang,
- Durchfeuern der Vorderseitenmetallisierung durch den Emitter und die Raumladungszone (RLZ) bis in die Basis der Solarzelle
- oder über den Rand gelaufene Metallisierungspaste bzw. Emitter

sein. In letzterem Fall kommt es jedoch häufig auch zu einem diodenartigen Verhalten, wenn kein Metall-Metall-Kontakt und kein ohmscher Metall-Halbleiter-Kontakt entsteht, sondern z.B. ein Schottky-Kontakt zwischen dem Emitter und der Rückseitenmetallisierung. Ohmsche Shunts sind typischerweise lokale Defekte und können deshalb in der Regel gut mit Lock-In Thermographie detektiert werden (siehe Kap. 4.3). Man darf jedoch nicht den Schluß ziehen, daß alle in Lock-In Thermographie detektierten lokalen Defekte ohmsche Shunts wären.

Erniedrigte Parallelwiderstände wirken sich auf die Solarzelle durch eine etwas steilere $I(V)$ -Kennlinie bei kleinen Spannungen und insbesondere durch einen verringerten Füllfaktor aus. Bei besonders niedrigen Werten für R_P kann auch V_{OC} beeinflusst werden, jedoch tritt dies erst bei FF kleiner 70% auf [Dic03]. J_{SC} ist von R_P weitgehend unbeeinflusst. Der Einfluß von R_P auf den FF kann nach [Gre98b] zu

$$FF = FF_0 \left(1 - \frac{v_{OC} + 0.7 FF_0}{v_{OC} r_p} \right) \quad (2.40)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist FF_0 der Füllfaktor ohne parasitäre Leckströme, $v_{OC} = \frac{qV_{OC}}{nk_B T}$ die normalisierte Offen-Klemmspannung, n der Idealitätsfaktor und $r_p = R_P/R_{CH}$ der normalisierte Shuntwiderstand mit $R_{CH} = V_{OC}/J_{SC}$.

Serienwiderstand

Mehrere Ursachen tragen zum Gesamtserienwiderstand einer Solarzelle bei: Der Halbleiterserienwiderstand in der Basis und insbesondere im Emitter, der Kontaktwiderstand an den Halbleiter-Metall-Übergängen sowie der Leitungswiderstand der Metallisierung. Im Zweiodenmodell werden diese in einem der Diode vorgeschalteten globalen Serienwiderstand $R_{S,global}$, der oft auch als „lumped series resistance“ bezeichnet wird, zusammengefaßt.

Wie der Parallelwiderstand wirkt sich auch der Serienwiderstand im Wesentlichen auf den Füllfaktor der Solarzelle aus. Erst bei sehr großen Serienwiderständen, die den Füllfaktor auf unter 30% reduzieren, ist auch ein Einfluß auf J_{SC} zu verzeichnen [Glu95]. Green [Gre98b] gibt auch für den globalen Serienwiderstand eine einfache Formel zur Berechnung des Einflusses auf den FF an

$$FF = FF_0 (1 - r_S) \quad (2.41)$$

Dabei ist FF_0 wiederum der FF ohne Einfluß von R_S , und $r_S = R_S/R_{CH}$ ist analog zu Gl. 2.40 der normalisierte Serienwiderstand.

Weit verbreiteter Standard bei der Charakterisierung von Solarzellen ist die Bestimmung des globalen Serienwiderstandes $R_{S,global}$ durch Anpassen an die Dunkelkennlinie der Solarzelle ($R_{S,dark}$). Eine verbesserte Möglichkeit ist das Anpassen an die Hell- und Dunkelkennlinie [AWG93], wodurch die Unterschiede zwischen Hell- und Dunkelstrompfaden berücksichtigt werden ($R_{S,light}$). Dicker [Dic03] macht einen einfachen Vorschlag, wie die in [AWG93] angegebene Formel für $R_{S,light}$ ohne weitere Meßdaten aufzunehmen verbessert werden kann. In der Arbeit von Dicker findet sich auch ein ausführlicher Vergleich der Vor- und Nachteile der verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung von $R_{S,global}$. Diese Modelle berücksichtigen jedoch alle nicht die prinzipiell mehrdimensionale Struktur der Verteilung von Serienwiderständen (verteilte Serienwiderstände). Dies kann dazu führen, daß Solarzellenkennlinien nicht mit einem $R_{S,global}$ beschrieben werden können. In diesen Fällen muß auf eine mehrdimensionale Modellierung zurückgegriffen werden (siehe Kap. 3).

2.6 Hell- und Dunkelstrompfade in Solarzellen

Der Serienwiderstand R_S einer Solarzelle hat grundsätzlich Anteile, die ihrer Natur nach zwei- bzw. dreidimensional in der Zelle verteilt sind. Hier sind insbesondere der Emitterschichtwiderstand und der Widerstand der Basis zu nennen. Da im Hell- und Dunkelzustand die Injektion von Ladungsträgern bevorzugt an verschiedenen Orten stattfindet, unterscheiden sich Stromflußmuster in einer Solarzelle unter Beleuchtung und im Dunkeln prinzipiell. Ferner ist zu berücksichtigen, daß die Injektion bzw. Generation im beleuchteten Zustand homogen über die ganze Fläche der Solarzelle verteilt ist, wobei jedoch unter dem Metallisierungsgrid aufgrund von Abschattungseffekten nur eine geringere Generation von Elektron-Loch-Paaren stattfindet. Es werden Elektron-Loch-Paare über die gesamte Tiefe der Solarzelle generiert, jedoch fällt die Generationsrate, von der Vorderseite ausgehend, multi-exponentiell ab. Im Dunkelfall werden die Ladungsträger elektrisch über den pn-Übergang in die Basis injiziert, was einer sehr kurzwelligen optischen Anregung entspricht, d.h. die Injektion von Ladungsträgern findet ausschließlich direkt am pn-Übergang statt. Ferner ist aufgrund des Aufprägens eines Stroms durch die Metallisierung eine Injektion in der Nähe des Grids energetisch bevorzugt. Die prinzipiellen Unterschiede

in den Stromflußmustern im Hell- und Dunkelfall sind schematisch in Abb. 2.10 dargestellt. Aus den genannten Gründen ist auch eine direkte Konstruktion der Hellkennlinie einer Solarzelle aus dem Kurzschlußstrom und der Dunkelkennlinie („Superpositionsprinzip“) in vielen Fällen problematisch, wenn nicht gar unmöglich.

Im Folgenden soll der Einfluß des Emitterschichtwiderstands betrachtet werden. Die Relevanz dieses Parameters und die Fehler, die bei der Bestimmung seines Beitrags zu R_S aus der Dunkelkennlinie gemacht werden, wurden bereits von mehreren Autoren diskutiert, wobei meist eine numerische, eindimensionale Simulation durchgeführt wurde. Einige Autoren geben jedoch auch Möglichkeiten einer besseren analytischen Beschreibung bzw. eines besseren Fits von R_S an die gemessenen Hell- und Dunkelkennlinien an [CAR83, AWG93, ACR86]. Im Folgenden Abschnitt werden die sich ergebenden Effekte in enger Anlehnung an [AWG93] diskutiert. Im Dunkelfall wird eine externe Spannung V an die Solarzelle angelegt und ein Strom fließt von den Metallisierungsfingern in den Emitter. Deshalb sinkt die Spannung im Emitter — und damit die wahre lokale Betriebsspannung des pn-Übergangs — mit zunehmendem Abstand von den Kontaktfingern und hat ihr *Minimum* gerade in der Mitte zwischen zwei Metallisierungsfingern. Es ergeben sich die größten in die Basis injizierten Ströme in der Nähe der Metallisierungsfinger, und die Injektion nimmt mit zunehmendem Abstand von der Metallisierung ab. Im beleuchteten Zustand hingegen findet der Stromfluß im Emitter gerade in Gegenrichtung statt, und in der Mitte zwischen zwei Fingern der Vorderseitenmetallisierung findet man die *maximale* Betriebsspannung des pn-Übergangs. Außerdem werden die Minoritäten homogen auf der ganzen Zellfläche generiert, was ebenfalls zu einem — im Vergleich zur Dunkelkennlinie — verstärkten Stromfluß in den von den Fingern entfernten Bereichen des Emitters führt. In der Summe fließt also bei gleicher Stromstärke in einem äußeren Stromkreis bei Messungen im Dunkeln weniger Strom durch den Emitter als bei Messung unter Beleuchtung. Somit wird auch der Serienwiderstand des Emitters in den Dunkelmessungen prinzipiell zu gering bewertet, was Aberle et al. dazu veranlaßte, den so ermittelten Serienwiderstand $R_{S,dark}$ zu nennen und ihm einen aus Hell- und Dunkelkennlinie ermittelten Serienwiderstand $R_{S,light}$ gegenüberzustellen, der diese Effekte besser berücksichtigt [AWG93].

Ein anderes typisches Beispiel für den Unterschied zwischen Hell- und Dunkelstrompfaden ist eine Unterbrechung der Vorderseitenmetallisierung, z.B. aufgrund von Fehlern beim Sieb-

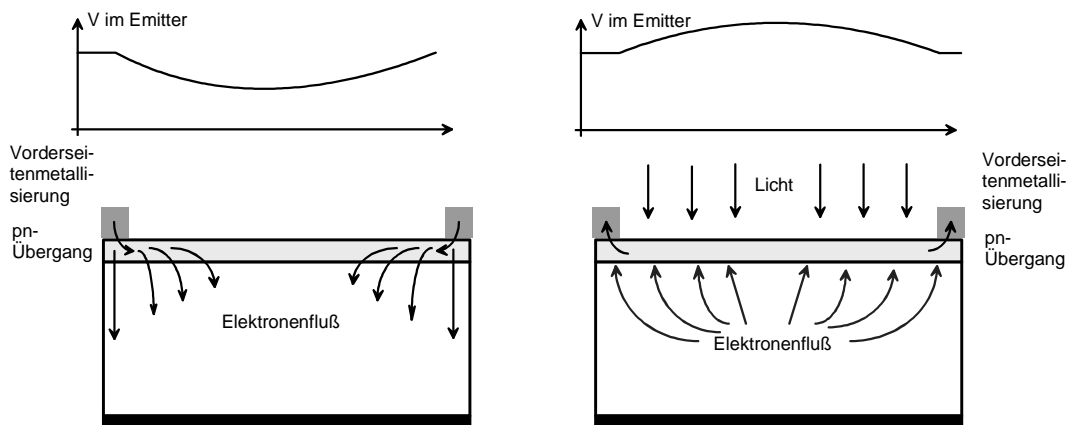


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des zweidimensionalen Elektronenflusses in einer n^+p -Si Solarzelle bei Messung der $I(V)$ -Kurve im dunklen (links) und im beleuchteten Zustand (rechts) (nach [AWG93]).

druck. Die im Bezug auf die Kontaktierung „hinter“ dem unterbrochenen Grid liegende Region der Zelle ist durch einen hohen Serienwiderstand vom Rest der Zelle und von den Kontakten „abgeschirmt“. Bei der Dunkelmessung führt dies dazu, daß nur ein sehr kleiner Teil des Stromes aus der Metallisierung in diesen Teil der Solarzelle fließt und fast der gesamte Dunkelstrom über die restliche Fläche des pn-Übergangs mit sehr geringem Serienwiderstand abfließt. Eine Anpassung an die Daten der Dunkelmessung ergibt ein kleines R_S . Unter Beleuchtung hingegen werden auch in dem durch einen hohen Serienwiderstand abgeschirmten Teil der Zelle Elektron-Loch-Paare und damit ein Strom generiert, der in erster Näherung eine ähnliche Flächendichte hat wie im Rest der Zelle. Dieser Strom muß nun unter erheblichen Leistungsverlusten entweder durch den erhöhten Serienwiderstand der unterbrochenen Metallisierung fließen, was zu einem deutlichen Potentialunterschied zwischen der restlichen Zelle und dem abgeschirmten Bereich führt, oder aber er rekombiniert direkt durch lokale Leckströme in diesem abgeschirmten Bereich der Zelle. In der Praxis wird sich stets eine Mischung aus beiden Effekten einstellen, da ein erhöhtes Potential im Emitter der abgeschirmten Region stets sowohl zu einem Stromfluß durch den Serienwiderstand in den Rest der Zelle als auch zu erhöhten Leckströmen über den pn-Übergang führen wird. Beide Effekte tragen wesentlich zu den Verlusten der Solarzelle bei, weshalb ihre Identifizierung und Charakterisierung wünschenswert ist.

Bisher war es nur möglich, solche Effekte mehrdimensional zu simulieren und mittels Vergleich mit den Unterschieden der gemessenen integralen $I(V)$ -Kennlinie im beleuchteten und unbeleuchteten Zustand die Aussagen der Modelle zu validieren. Mit der von Breitenstein et al. entwickelten Dunkel-Thermographie [BL03] wurde es erstmals möglich, die Dunkelströme in gewissen Grenzen zweidimensional thermographisch zu vermessen. In dieser Arbeit wurde diese Meßtechnik ebenfalls zur Defektanalyse eingesetzt (siehe Kap. 4.4) und darüber hinaus eine neue Meßtechnik („Hell-Thermographie“) entwickelt, die es ermöglicht, auch die Hellströme der Solarzelle mit guter Ortsauflösung zu untersuchen (siehe Kap. 4.5). Somit ermöglicht diese Arbeit erstmals einen experimentellen, orts aufgelösten Vergleich von Hell- und Dunkelstrompfaden in realen Solarzellen.

2.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die für diese Arbeit wichtigsten theoretischen Grundlagen dargestellt.

Im ersten Abschnitt wurden die verschiedenen Rekombinationsmechanismen in Silizium und die Minoritätsträgerlebensdauer eingeführt.

In Abschnitt 2.3 wurde die für Infrarotmeßmethoden wichtige Absorption an freien Ladungsträgern näher untersucht. Wesentliches Ergebnis ist, daß das weit verbreitete Modell von Schroder et al. zur Absorption an freien Ladungsträgern, das einen linearen Zusammenhang zwischen Ladungsträgerkonzentration und Absorption beschreibt, nur für Konzentrationen freier Ladungsträger bis ca. $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ verwendet werden kann. Für höhere Ladungsträgerkonzentrationen muß eine super-lineare Abhängigkeit verwendet werden, für die in dieser Arbeit eine Parametrisierung erarbeitet wurde.

In den drei letzten Abschnitten dieses Kapitels wurde der prinzipielle Aufbau einer Solarzelle sowie der Einfluß verschiedener Verlustmechanismen auf die Solarzellenparameter und Quanteneffizienzmessungen diskutiert.

Kapitel 3

Simulation von Solarzellen

3.1 Kapitelübersicht

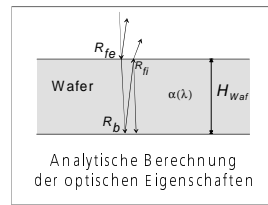
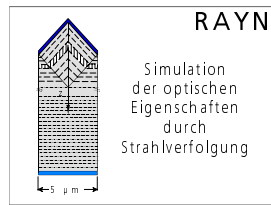
In diesem Kapitel werden die Werkzeuge und Verfahren diskutiert, die zur Modellierung von Solarzellenparametern aus den (mehrdimensional) gewonnenen Meßdaten verwendet werden. Zunächst wird der typische Ablauf einer Solarzellensimulation, bestehend aus optischer Modellierung, elektrischer Simulation und — falls notwendig — Verschaltung in einem Diodennetzwerk, erläutert. Dabei werden mit PC1D [CB97a] eine eindimensionale und mit DESSIS [DES] eine zwei- bzw. dreidimensionale Halbleitersimulation vorgestellt, die kommerziell erhältlich sind und im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Als Simulationstool für die Verschaltung in einem orts aufgelösten Diodennetzwerk wurde in Zusammenarbeit mit Jochen Dicker im Rahmen dieser Arbeit der Netzwerksimulator CIRCUS entwickelt. CIRCUS ermöglicht die Verknüpfung von Zellbereichen mit verschiedenen Parametern in einem Diodennetzwerk unter Berücksichtigung der in der realen Zelle vorhandenen verteilten Serienwiderstände. Ergänzend wird ein Verfahren zum prädiktiven Modellieren von Solarzellenergebnissen mithilfe eines Baselinemodells und Messungen von Parametern der unfertigen Solarzelle, wie z.B. der Lebensdauer, erläutert. Da lateral aufgelöste Rechnungen mit PC1D nicht möglich und mit DESSIS und CIRCUS sehr zeitaufwendig sind, wurde in dieser Arbeit ein Verfahren zur Reduktion orts aufgelöst gemessener Daten auf einen (geeignet berechneten) Mittelwert zur quasi-eindimensionalen Solarzellenmodellierung unter Berücksichtigung der Verteilung des untersuchten Parameters entwickelt. Dieses Verfahren wird in Kapitel 3.4 erläutert und speziell für die Parameter Volumenlebensdauer, Emitterschichtwiderstand und Parallelwiderstand diskutiert. An einigen Beispielen wird die Relevanz orts aufgelöster Modellierung erläutert und die verschiedenen Modelle miteinander verglichen.

3.2 Ablauf einer Solarzellensimulation

Der prinzipielle Ablauf einer Solarzellensimulation, bestehend aus optischer und elektrischer Simulation und — falls notwendig — anschließender Verschaltung in einem Diodennetzwerk, ist in Abb. 3.1 dargestellt. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Schritte näher erläutert, wobei der in dieser Arbeit entwickelte Netzwerksimulator CIRCUS ausführlicher diskutiert wird als die bereits bekannten Simulationswerkzeuge.

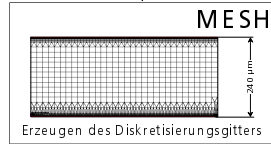
Eingabeparameter

- Externe und interne Grenzflächenreflexion
- Texturtyp und Rauigkeit

**Ergebnisse**

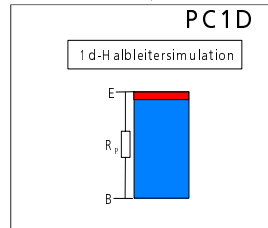
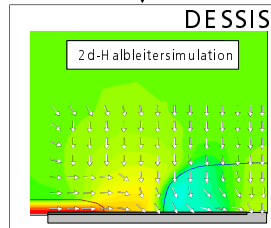
- Reflexions- und Transmissionsverluste
- Optisches Generationsprofil

- Dotierprofile
- Optisches Generationsprofil



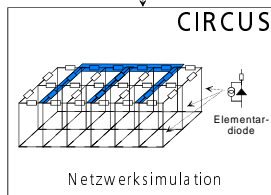
- Diskretisierungsgitter eines Symmetrieelementes zur Halbleitersimulation

- Diskretisierungsgitter
- Optisches Generationsprofil
- Dotierprofile
- Lebensdauer der Ladungsträger



- Strom-Spannungskennlinie einer Elementardiode

- Strom-Spannungskennlinie der Elementardiode
- Widerstände der Kontaktmetallisierung
- Emitterschichtwiderstände



- Strom-Spannungskennlinie der Solarzelle

I(V)-Kennlinie und andere charakteristische Parameter

Abbildung 3.1: Flußdiagramm des Ablaufs einer typischen Solarzellensimulation. Die Eingabeparameter und Ergebnisse der einzelnen Schritte sind links bzw. rechts am Rand angegeben (aus [Dic03]).

3.2.1 Modellierung der optischen Eigenschaften

Alle Halbleitersimulationen zur Modellierung von Solarzellen benötigen als einen Eingabeparameter eine optische Generationsfunktion $G(z)$, wobei z die Tiefe im Halbleiter, gerechnet ab der beleuchteten Oberfläche, ist. Als einfache Möglichkeit zur Berechnung von $G(z)$ kann ein analytisches Modell nach Basore [Bas93] verwendet werden. Dieses ist in einer leicht weiter vereinfachten Version in PC1D bereits integriert. Wenn Vielfachreflexionen auftreten oder eine optisch rauhe (texturierte) Oberfläche vorliegt, beschreibt dieses Modell $G(z)$ nicht immer hinreichend. Deshalb werden häufig Strahlverfolgungsprogramme, wie z.B. RAYN [Wag95, Sch94] oder Sunrays [Bre94], verwendet. Die von diesen Programmen numerisch berechnete Generationsrate $G(z)$ kann dann sowohl in PC1D als auch in DESSIS als externe Parameterdatei eingelesen werden. Für weitere Details zur optischen Modellierung sei z.B. auf [Dic03] verwiesen.

3.2.2 Eindimensionale Simulation mit PC1D

Der Halbleitersimulator PC1D [CB97a] stellt eine komfortable und leicht verständliche Software zur eindimensionalen Simulation von Solarzellen dar. Mit ihm ist es ohne spezielle Kenntnisse

der implementierten Numerik möglich, Solarzellensimulationen durchzuführen. PC1D geht von einer lateral homogenen Solarzelle aus und löst die eindimensionalen Transportgleichungen im Halbleiter. Der Benutzer kann dabei alle wichtigen technologischen Parameter, wie z.B. Emitterdotierung, Oberflächenrekombination, Volumenrekombination, Dotierungen usw. einstellen. Physikalisch zugrunde liegende Parameter, wie z.B. Mobilitätsmodelle, „Band gap narrowing“, temperaturabhängige intrinsische Ladungsträgerkonzentration oder dergleichen werden mit einer Materialdatei eingelesen. Die zugehörigen Parameter können innerhalb des in PC1D implementierten Modells vom Benutzer geändert werden, jedoch ist es z.B. nicht möglich, vom Caughey-Thomas-Modell [CT67] für die Ladungsträgermobilitäten auf das Masetti Modell [MSS83] zu wechseln. In PC1D ist es ebenfalls möglich, sogenannte „batch runs“ durchzuführen, bei denen einer oder mehrere Parameter variiert werden, so daß schnell der Einfluß auf alle relevanten Ausgabeparameter untersucht werden kann.

Der entscheidende Vorteil von PC1D ist seine schnelle und einfache Anwendbarkeit, die es auch einem ungeübten Benutzer ermöglicht, mit einem entsprechend voreingestellten Simulationsmodell schnell den Einfluß gemessener Prozeßschwankungen auf das Solarzellenergebnis zu modellieren. Nachteilig wirkt sich hierbei aus, daß PC1D prinzipiell nicht in der Lage ist, mehrdimensionale Effekte zu berücksichtigen. Deshalb ist es z.B. nur möglich, einen globalen Serienwiderstand vorzuschalten, die verteilte Natur von Serienwiderständen kann jedoch nicht berücksichtigt werden. Laterale Inhomogenitäten aufgrund von Prozessierungsproblemen oder schwankender Materialqualität können ebenfalls nicht berücksichtigt werden. Sollen diese Effekte in die Simulation Eingang finden, so müssen die in dieser Arbeit entwickelten und in Kapitel 3.2.4 und 3.4 vorgestellten Simulationswerkzeuge zusammen mit PC1D verwendet werden.

3.2.3 Mehrdimensionale Simulation mittels DESSIS

DESSIS [DES] ist ein kommerzieller Halbleitersimulator, der die vollen Halbleitergleichungen in einer, zwei oder auch drei Dimensionen lösen kann. Zur Anwendung bei Solarzellensimulationen wurde von J. Schumacher, J. Dicker, G. Letay, J. Sölter und M. Hermlé am Fraunhofer ISE eine komfortable Umgebung namens PVOBJECTS entwickelt (siehe z.B. [Dic03]). Für die Simulation von Solarzellen wird DESSIS in der Regel als zweidimensionaler Halbleitersimulator verwendet. Es wird ein Schnitt durch die Solarzelle senkrecht zu den Metallisierungsfingern simuliert. Um den Speicher- und Rechenaufwand in vertretbaren Maßen zu halten, wird immer nur ein Symmetrieelement von der Mitte eines Metallisierungsfingers bis zur Mitte zwischen zwei benachbarten Fingern berechnet, wobei spiegelnde Randbedingungen an beiden Seiten angenommen werden. In dem Simulationsergebnis ist bereits der Emitterschichtwiderstand enthalten. Einzig der Serienwiderstand in der Metallisierung ist in dieser Simulation noch nicht berücksichtigt und muß gegebenenfalls nachträglich mit CIRCUS (s.u.) simuliert werden. Da DESSIS die vollen Halbleitergleichungen löst, stehen neben der $I(V)$ -Kennlinie eine Vielzahl weiterer Informationen über den sich einstellenden Betriebszustand der Solarzelle und über Verlustmechanismen zur Verfügung. Insbesondere sind hier die zweidimensionalen Stromflußmuster in der Solarzelle sowie die im senkrechten Schnitt durch die Solarzelle aufgelöste Ladungsträgerdichte zu nennen.

Simulationen mit DESSIS stellen die zur Zeit bestmögliche numerische Beschreibung von Solarzellen dar, sind jedoch relativ aufwendig. Insbesondere wenn mehrdimensional aufgelöste Meßdaten in die Simulationen integriert werden sollen, steigt der Aufwand schnell in nicht mehr akzeptable Größenordnungen. So ist z.B. die Integration eines orts aufgelösten Lebensdauerbilds,

was eine 3D Simulation in DESSIS erfordern würde, schon jenseits des derzeit akzeptablen Aufwands. Da außerdem die Rechenzeiten nicht wie bei PC1D im Bereich weniger Sekunden liegen, sondern je nach Diskretisierung einige 10 Minuten oder mehr betragen können, und die Bedienung immer noch recht komplex ist, scheidet DESSIS als Simulationssoftware für die Prozeßkontrolle aus. Es wird in dieser Arbeit jedoch an mehreren Stellen als Referenz für einfachere Modelle verwendet, um die Gültigkeit der vorgeschlagenen Vereinfachungen zu überprüfen. Die in dieser Arbeit gezeigten DESSIS-Simulationen wurden von J. Dicker und M. Hermle durchgeführt.

3.2.4 Netzwerksimulator CIRCUS

Auf makroskopischer Ebene ist häufig nur der Stromfluß zwischen einzelnen Zellbereichen im Emitter und im Kontaktierungsgitter relevant. Dies bedeutet, daß die gesamte Solarzelle modelliert werden kann, indem jeder Zellbereich eindimensional simuliert wird und dann die sich ergebenden lokalen Kennlinien durch Verschalten in einem zweidimensionalen Widerstandsnetzwerk zur $I(V)$ -Kennlinie der gesamten Solarzelle verknüpft werden. Dieses Kapitel stellt das in dieser Arbeit und in Zusammenarbeit mit J. Dicker entwickelte Simulationswerkzeug CIRCUS [DIW01] vor. Ferner wird die Anwendbarkeit zur Modellierung lokaler Parallelwiderstände sowie zur Beschreibung von Lebensdauerverteilungen untersucht.

Aufbau der Simulationsumgebung CIRCUS

Ziel bei der Entwicklung von CIRCUS war es, eine möglichst universelle Simulationsumgebung zur Verschaltung einzelner Zellbereiche in einem Widerstandsnetzwerk zu schaffen.

Abb. 3.2 zeigt das in CIRCUS implementierte Netzwerk. An Stelle der senkrechten Linien ist im Simulationsmodell jeweils eine Elementardiode implementiert, welche die Eigenschaften der jeweiligen Zellregion beschreibt. Diese Elementardiode enthält die lokale $I(V)$ -Kennlinie und resultiert entweder aus Meßdaten oder ist eine mit PC1D bzw. DESSIS eindimensional simulierte Kennlinie. An der Vorderseite sind die Elementardioden durch Widerstände verbunden, die den Emitterschichtwiderstand, den Kontaktwiderstand und den Widerstand der Metallisierung beschreiben. Der Ablaufplan einer CIRCUS-Simulation ist in Abb. 3.3 dargestellt.

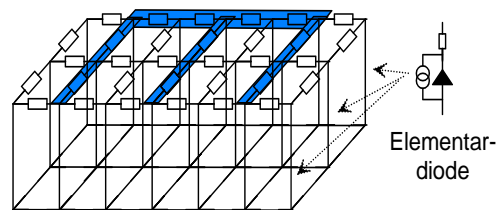


Abbildung 3.2: In CIRCUS implementiertes Widerstandsnetzwerk.

Neben den lokalen $I(V)$ -Kennlinien benötigt die Netzwerksimulation noch Informationen über das Metallisierungsgitter und die lokalen Serienwiderstände. Diese sind in der Datei „Resistant Circuit“ enthalten, die gleichzeitig die Abschattung der einzelnen Elementardioden aufgrund der Metallisierung enthält. Der I-V-Broker hat die Aufgabe, aus einer mittels PC1D oder DESSIS angelegten Kennliniendatenbank und gemessenen zweidimensionalen Daten (z.B. Lebensdauer- oder R_P -Verteilungen) lokale Kennlinien zu interpolieren. Außerdem berücksichtigt er die Abschattung durch die Metallisierung. Im Fall von lokal gemessenen $I(V)$ -Kennlinien oder einer speziellen Berechnung jeder einzelnen Elementardiode mit einer Halbleitersimulation muß der I-V-Broker nur noch eine geeignete Skalierung in Abhängigkeit von der jeweiligen Größe der Zellregion vornehmen.

Der Resistant Assistant hilft bei der Erstellung des „Resistant Circuit“ für Standardfälle. Er erzeugt für ein H-förmiges Grid nach Eingabe aller Geometrie- und Materialparameter vollautomatisch die notwendige Eingabedatei für I-V-Broker und Circuit Simulation. Die Dateien können noch von Hand editiert werden, wenn z.B. der Einfluß einer Unterbrechung der Metallisierung etc. untersucht werden soll.

Mit den so erzeugten Daten kann dann der Netzwerksimulator die Berechnung der Solarzellenparameter durchführen. Als Ausgabeparameter erhält man die globale I(V)-Kennlinie sowie Spannungs- und Stromtopographien für jede beliebige an den äußeren Kontakten anliegende Spannung.

Eine wesentliche Einschränkung von CIRCUS ist, daß laterale Ströme nur im Widerstandsnetzwerk, also im Emitter und der Metallisierung möglich sind. Laterale Ströme zwischen den einzelnen Elementardioden in der Basis der Solarzelle bleiben unberücksichtigt. Diese Einschränkung kann zu Fehlern führen, weshalb je nach Anwendungsfall die Gültigkeit von Simulationen mit CIRCUS überprüft werden muß. Im Folgenden soll diese Abschätzung exemplarisch für lokale Parallelwiderstände und Lebensdauerverteilungen durchgeführt werden.

Gültigkeit des Netzwerkmodells für lokale Parallelwiderstände

Um die Gültigkeit des in CIRCUS implementierten Modells zu überprüfen, wurden zweidimensionale DESSIS Simulationen mit einem Shunt in der Mitte zwischen zwei Fingern durchgeführt. Dabei wurden Simulationsparameter gewählt, die einer typischen, siebgedruckten Solarzelle mit ganzflächigem Rückseitenkontakt entsprechen. Die Ergebnisse der Untersuchung behalten aber auch für hocheffiziente Zellstrukturen ihre Gültigkeit. Das entsprechende in DESSIS verwendete Symmetrieelement und die sich ergebenden Stromflüsse sind in Abb. 3.4 dargestellt. Man sieht, daß der Shunt nur aus einem Teilbereich des Emitters Strom einsammelt und die Elektronen aus dem restlichen Emitterbereich weiterhin in den Kontakt abfließen, es handelt sich somit um einen eher schwachen Shunt. Die Stromflüsse sind nur im Emitter horizontal, in der Basis ergibt sich ein ausschließlich vertikaler Stromfluß. Es wurde getestet, daß sich auch für einen starken Shunt das gleiche Stromflußmuster in der Basis ergibt, so daß der Netzwerksimulator CIRCUS zur Untersuchung von Shuntverteilungen ohne Einschränkungen eingesetzt werden kann.

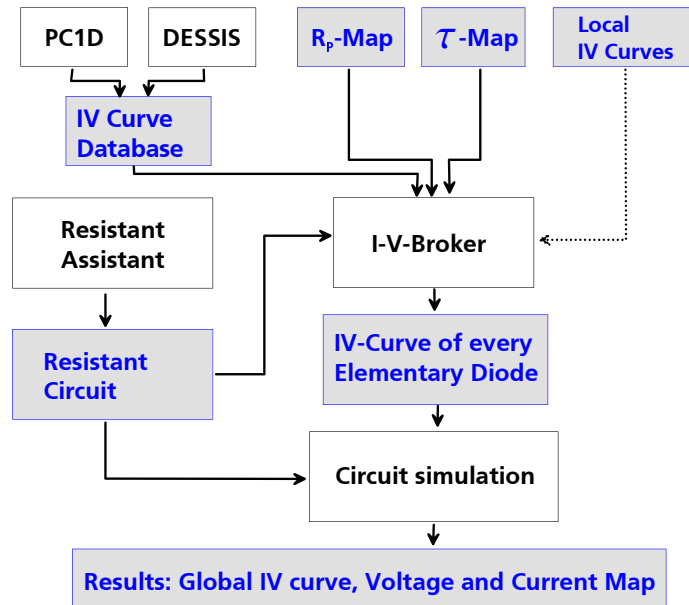


Abbildung 3.3: Ablaufdiagramm einer Simulation mit CIRCUS. Die weißen Rechtecke symbolisieren Programme, die grauen Dateien.

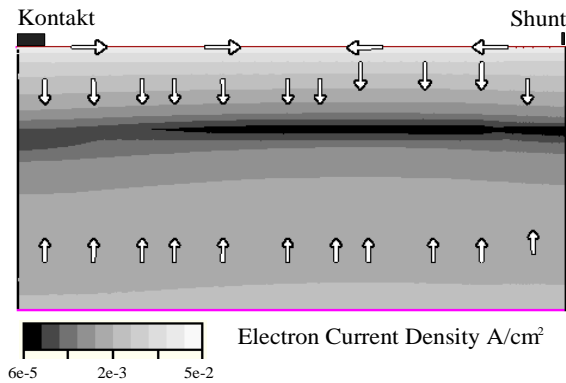


Abbildung 3.4: Elektronenstromdichte in einer Solarzelle am Maximum Power Point. Ein Shunt befindet sich an der Vorderseite in der Mitte zwischen zwei Kontaktfingern. Die Pfeile geben die technische Stromrichtung an, d.h. Elektronen fließen entgegen der Pfeilrichtung.

Gültigkeit des Netzwerkmodells für Lebensdauerverteilungen

Zur Untersuchung von Lebensdauerverteilungen mit verschiedenen Strukturgrößen wurden wiederum DESSIS-Simulationen als Referenz herangezogen. Zu diesem Zweck wurde in PVOBJECTS das in Abb. 3.5 dargestellte Symmetrieelement implementiert. Es besteht aus vertikalen Streifen alternierender Lebensdauern τ_{high} und τ_{low} , deren Breite variiert werden kann. Alle anderen Parameter wurden homogen gewählt. Insbesondere wurde die Vorderseite ganzflächig kontaktiert, um Effekte aufgrund von Querleitung im Emitter auszuschließen. Bei Streifenbreiten, die deutlich größer als die Diffusionslänge der Minoritäten sind, ergeben DESSIS- und CIRCUS-Simulationen die gleichen Zellparameter, da quasi keine lateralen Ströme in der Basis auftreten. Verringert man die Streifenbreite, so bleiben die mit CIRCUS simulierte Zellparameter annähernd konstant. Da eine Wechselwirkung zwischen den Zellbereichen mit τ_{high} und τ_{low} in CIRCUS nur über den Emitter und die Vorderseitenmetallisierung stattfindet, kann hieraus gefolgert werden, daß die großräumige Anordnung von Bereichen hoher und niedriger Lebensdauern, also insbesondere die Frage, welche dieser Bereiche nahe an den äußeren Kontakten liegen, nur einen minimalen Einfluß auf das Solarzellenergebnis hat. In der zweidimensionalen DESSIS-Simulation findet man jedoch eine starke Abhängigkeit der simulierten Zellparameter von der Streifenbreite. Ist die Streifenbreite klein gegenüber den Diffusionslängen, so ergibt sich durch Ausgleichsströme zwischen den Bereichen hoher Lebensdauer (und damit hoher Injektion) und denen niedriger Lebensdauer bzw. niedriger Injektion ein quasi-konstantes Δn in der Basis. Hieraus ergeben sich Solarzellenparameter, die deutlich unter den mit CIRCUS simulierten liegen. Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden für eine Vielzahl von Kombinationen von τ_{high} und τ_{low} durchgeführt. In Abb. 3.6 ist exemplarisch der Unterschied in den sich ergebenden Solarzellenwirkungsgraden für einen Extremfall mit $\tau_{high} = 1000 \mu s$ und $\tau_{low} = 0.1 \mu s$ gezeigt. Man sieht, wie oben beschrieben, daß für $W_\tau \rightarrow \infty$ CIRCUS und DESSIS die gleichen Wirkungsgrade ergeben.

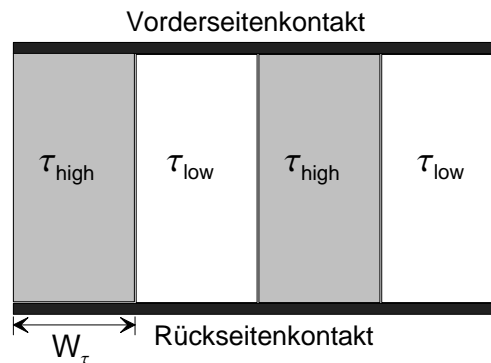


Abbildung 3.5: Symmetrieelement zur Untersuchung von Lebensdauerverteilungen.

Zusammenfassend muß festgestellt werden, daß CIRCUS für die Simulation bei inhomogenen Lebensdauerverteilungen nur mit deutlichen Einschränkungen verwendet werden kann und man

die gewonnenen Ergebnisse immer auf ihre Relevanz prüfen sollte. In Kapitel 3.4 und [IDW03] wird ein in dieser Arbeit entwickeltes Modell vorgestellt, das die einfache Simulation von Solarzellen mit lateral inhomogenen Lebensdauern ermöglicht. Außerdem wird dort auch gezeigt, daß eine *effektive* Lebensdauerverteilung, die aus der Δn -Verteilung resultiert, ohne wesentliche Einschränkungen für CIRCUS- und Klassenmodellsimulationen verwendet werden kann und zu korrekten Zellparametern führt.

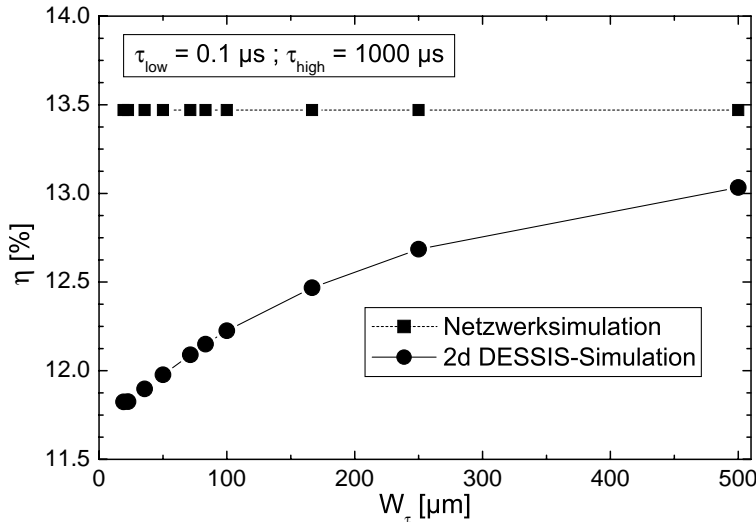


Abbildung 3.6: Vergleich der zweidimensionalen DESSIS-Simulation und der Netzwerksimulation für unterschiedliche Breiten W_τ der Lebensdauerbereiche.

3.3 Prädiktives Modellieren von Solarzellenparametern

Ziel einer prozeßbegleitenden Analyse von Meßdaten mittels ein- oder mehrdimensionaler Solarzellensimulation ist es, den Einfluß der gemessenen Inhomogenitäten bzw. der Abweichung vom Sollwert in gemessenen Material- und Technologieparametern (z.B. τ_{bulk} oder R_{Sh}) auf die Parameter der fertigen Solarzelle abzuschätzen. Nur so ist es möglich, schnell zu entscheiden, ob beobachtete Abweichungen in der Produktion noch akzeptabel sind, da ihr Einfluß auf das Zellergebnis minimal ist, oder ob in den Zellprozeß eingegriffen werden muß, um die Produktion größerer Mengen von Solarzellen mit reduzierten Leistungsparametern zu verhindern. Mittelfristiges

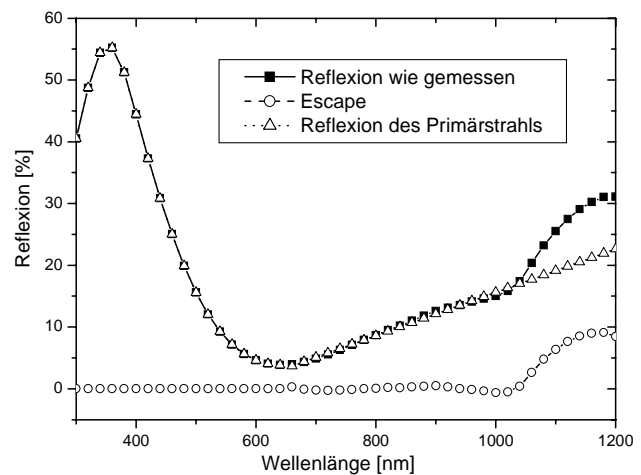


Abbildung 3.7: Gemessene Reflexion, und aus der gemessenen Gesamtreflexion angepasste Reflexion des Primärstrahls und Escape.

Ziel ist es, ein Simulationswerkzeug zu entwickeln, das diese Entscheidung Prozeßtechniker vor Ort ohne aufwendige Rückkopplung mit Forschungsabteilungen oder gar externen Forschungsinstituten ermöglicht. Hierfür ist es notwendig, einfache Verfahren zur Solarzellenmodellierung zu entwickeln, die trotzdem die wesentlichen ein- und mehrdimensionalen Effekte beinhalten.

In diesem Abschnitt soll kurz die Vorgehensweise bei dieser Form des prädiktiven Modellierens erläutert werden. Es handelt sich dabei um eine prinzipiell eindimensionale Modellierung mit PC1D, jedoch können und sollen selbstverständlich mehrdimensionale Daten, die mit den in Kapitel 3.4 diskutierten Verfahren reduziert werden müssen, in die Simulationen einfließen. Das hier vorgestellte Verfahren wird in Kapitel 7 und Kapitel 8 mehrfach verwendet, um verschiedene industrielle und laborübliche Solarzellenprozesse zu untersuchen.

Der erste Schritt beim prädiktiven Modellieren nach dem hier beschriebenen Verfahren ist die Erstellung eines sogenannten Baseline-Modells des zu betrachtenden Zellprozesses in PC1D. Hierzu werden FZ-Referenzen prozessiert, um zunächst ein Zellmodell ohne den Einfluß der Materialqualität erstellen zu können. An den Zellen werden dann Reflexion, externe Quanteneffizienz, Hell- sowie Dunkelkennlinie gemessen. Die gemessene Reflexion wird durch lineare Extrapolation bei Wellenlängen über ca. 1050 nm in ihre beiden Anteile, die Reflexion des primär eingestrahnten Lichts an der Vorderseite und den sogenannten „Escape“, der durch Wiederaustritt des Lichts aus der Solarzelle nach ein oder mehrfacher interner Reflexion entsteht, zerlegt (s. Abb. 3.7). In PC1D werden nun alle bekannten Größen wie Zelldicke, Basisdotierung, Volumenlebensdauer (FZ), primäre Reflexion, Serienwiderstände und Shuntelemente gemäß den Messungen eingestellt. Beim Serienwiderstand ist es besser, $R_{S,light}$ als den aus der Dunkelkennlinie erhaltenen $R_{S,dark}$ zu verwenden.

Im nächsten Schritt wird durch Vergleich der gemessenen und der mit PC1D simulierten EQE der Emitter sowie S_{front} und S_{back} angepaßt (siehe hierzu Kap. 2.4.3). Dabei sollten alle aus Messungen bekannten Daten über den Emitter (Schichtwiderstand, gegebenenfalls auch Oberflächenkonzentration und Profil aus SIMS Messungen) berücksichtigt werden. Die internen Reflexionen können an den gemessenen Escape und an die bei großen Wellenlängen auftretenden Buckel in der EQE angepaßt werden. Nach Berücksichtigung der Abschattung durch das Grid sollten nun V_{OC} und J_{SC} der FZ-Referenzen korrekt simuliert werden können. Nun müssen noch die Parameter verändert werden, die zwischen den FZ-Referenzen und den Siliziumscheiben der normalen Produktion variieren, also insbesondere Dicke und Dotierung. Werden nun gemessene und korrekt gemittelte (siehe Klassenmodell, Kap. 3.4) Volumenlebensdauern eingesetzt, so sollte dieses Baseline-Modell in der Lage sein, gute Produktionszellen zu beschreiben.

Um den Einfluß von Inhomogenitäten und Schwankungen in der Qualität des Ausgangsmaterials oder des Prozesses auf das Solarzellenergebnis zu untersuchen, kann nun dieses Baseline-Modell herangezogen werden. Der zu untersuchende Parameter wird (ortsaufgelöst) gemessen, einem geeigneten Mittelungsverfahren unterzogen (siehe z.B. Kap. 3.4), in das Baseline-Modell eingesetzt und die sich ergebenden Zellparameter mit denen des Baseline-Modells für Standardzellen verglichen. Wenn einmal ein Baseline-Modell für einen Zellprozeß erstellt wurde und die entsprechenden Meßtechniken und Mittelungsverfahren zur Verfügung stehen, ist es somit ohne große Erfahrung in der Simulation von Solarzellen möglich, mit dieser Vorgehensweise den Einfluß von Schwankungen einzelner Parameter auf die Leistungsdaten der produzierten Solarzellen zu untersuchen.

3.4 Vereinfachte Simulation mit dem Klassenmodell

Die letzten Kapitel haben gezeigt, daß die Integration lateral aufgelöster Meßdaten in die Solarzellensimulation momentan ein Problem darstellt, da in echten zwei- oder dreidimensionalen

Halbleitersimulationen der Aufwand unvertretbar hoch ist und der Netzwerksimulator CIRCUS immer noch recht lange Rechenzeiten (ca. 1-2 Stunden für 100×100 Elementardioden, Stand 2003) aufweist und außerdem nicht für alle Zellparameter anwendbar ist. Um trotzdem eine Möglichkeit zu finden, orts aufgelöste Meßdaten, insbesondere Lebensdauer- und Diffusionslängenverteilungen in die Solarzellensimulation einfließen zu lassen, bietet sich die Möglichkeit, diese Daten zu einem gemittelten Parameter zusammenzufassen und diesen in einer eindimensionalen Solarzellensimulation (z.B. PC1D) zu verwenden. Der wesentliche Punkt hierbei ist, daß ein geeignetes Mittelungsverfahren gefunden werden muß, so daß die Parallelschaltung von sehr unterschiedlichen Materialbereichen im gefundenen Mittelwert korrekt repräsentiert wird. Leider ist — wie später noch gezeigt wird — die weit verbreitete Methode, das arithmetische Mittel der Meßwerte zu verwenden, bei vielen Zellparametern kein geeignetes Verfahren. Eine übliche Alternative für Lebensdauerverteilungen ist es, zu argumentieren, daß nicht die Lebensdauer, sondern die Rekombinationsrate R additiv ist. Da $R = 1/\tau$ ist, wäre dies äquivalent zur Bildung des harmonischen Mittelwerts in τ . Es wird sich im Folgenden zeigen, daß dies eine bessere Möglichkeit ist, insbesondere Bereiche niedriger Lebensdauer zu berücksichtigen, als das arithmetische Mittel. Aber auch dieser Mittelwert weist noch erhebliche Defizite in der Beschreibung der Materialqualität und des Solarzellenergebnisses auf.

In einer Reihe von Publikationen [SM94, DM94, MJS94, BGS⁺96, WSWS98, BLS⁺96] wurde der Einfluß der Häufigkeitsverteilung von Lebensdauern bzw. Diffusionslängen auf die Solarzellenparameter mit numerischen Verfahren untersucht. Übereinstimmend wurde dabei gefunden, daß eine breitere Verteilung von Lebensdauern bzw. Diffusionslängen, bei gleichzeitig konstantem arithmetischem Mittel der Lebensdauern bzw. Diffusionslängen, die sich ergebenden Solarzellenparameter negativ beeinflusst.

Ausgehend von diesen Untersuchungen wurde in dieser Arbeit das sogenannte „Klassenmodell“ entwickelt, das ein Verfahren angibt, wie aus der Häufigkeitsverteilung eines inhomogenen Parameters analytisch ein geeigneter Mittelwert für die eindimensionale Solarzellensimulation gewonnen werden kann. Zunächst wird das Klassenmodell sehr allgemein für beliebige Parameter dargestellt. Im Folgenden wird dann seine Anwendung für die konkreten Beispiele ohmscher Shunts, Lebensdauerverteilungen und inhomogener Emitterschichtwiderstände diskutiert und mittels Vergleich mit DESSIS-Simulationen die Gültigkeit des Modells überprüft. Die Inhalte dieses Kapitels wurden vom Autor in [IDW03] und [IDW01] veröffentlicht.

3.4.1 Theorie des Klassenmodells

Das Ziel dieses Kapitels ist es, eine allgemeingültige Prozedur zu finden, wie eine zweidimensionale Verteilung eines Zellparameters Q in einen gemittelten Wert für eindimensionale Simulationen überführt werden kann. Alle anderen Zellparameter werden als lateral homogen vorausgesetzt.

Es wird angenommen, daß jeder Zellbereich mit einem individuellen

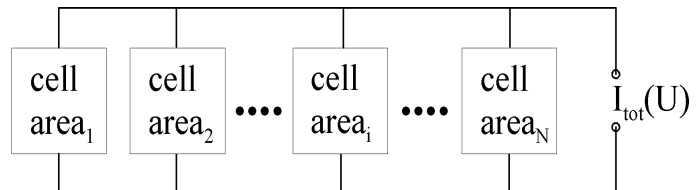


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild für das Klassenmodell. Jeder Zellfläche A_i ist ein Parameter Q_i zugeordnet. Es wird kein verteilter Serienwiderstand angenommen.

Zellparameter Q_i nur über die Vorder- und Rückseitenmetallisierung mit den restlichen Bereichen der Zelle wechselwirkt und ferner der Widerstand in der Metallisierung klein und damit vernachlässigbar ist. Ein globaler Serienwiderstand $R_{S,global}$ kann auch in dieses Modell einfach eingefügt werden, wird jedoch im Folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht berücksichtigt. Unter diesen zwei vereinfachenden Annahmen kann das Klassenmodell durch das in Abb. 3.8 gezeigte Ersatzschaltbild beschrieben werden. Jeder Zellbereich $i=1,2,\dots,N$ mit Fläche A_i und Zellparameter Q_i repräsentiert eine Elementardiode mit lokal homogenen Eigenschaften. Da kein verteilter Serienwiderstand, sondern nur ein globaler Serienwiderstand $R_{S,global}$ angenommen wurde, geht alle Information über die relative Position von Bereichen hoher und niedriger Lebensdauer verloren, d.h. die obigen Annahmen reduzieren eine zweidimensionale Verteilung des Parameters Q auf seine Häufigkeitsverteilung. Der Einfluß dieser Annahmen für verschiedene Zellparameter wird in den nächsten Kapiteln untersucht. Es muß jedoch betont werden, daß Leistungsverluste aufgrund einer Fehlanpassung der Spannung („Spannungs-Mismatch“) zwischen Zellbereichen mit verschiedenen $I(V)$ -Kennlinien im Klassenmodell berücksichtigt sind. Zum Beispiel haben Bereiche hoher und niedriger Lebensdauer mit sonst gleichen Zellparametern verschiedene V_{MPP} . Da im Klassenmodell jedoch die ganze Zelle mit der angelegten Klemmspannung betrieben wird, können nicht gleichzeitig alle Bereiche an ihrem jeweiligen MPP betrieben werden.

Die Funktion $J = J(V, Q)$ beschreibt für alle Spannungen V und alle Werte des Parameters Q die Abhängigkeit der Stromdichte von V und Q . Da der einzige inhomogene Parameter Q ist, ist die Stromdichte der einzelnen Elementardioden nur eine Funktion von V und Q , es gilt $J_i = J(V, Q_i)$. Hieraus ergibt sich die Stromdichte der ganzen Zelle zu

$$J_{cell}(V) = \frac{1}{A} \sum_N A_i \cdot J(V, Q_i) \stackrel{!}{=} J(V, Q_{average}) \quad (3.1)$$

mit $A = \sum A_i$ der Zellfläche. Einen geeignet gewichteten Durchschnittswert $Q_{average}$ zu finden, bedeutet, $Q_{average}$ so zu bestimmen, daß $J_{cell}(V) = J(V, Q_{average})$ gilt. Da für alle relevanten Parameter einer Solarzelle die Funktion $J(V, Q)$ streng monoton in Q ist, existiert eine Umkehrfunktion $Q = J^{-1}(V, J)$, und es ergibt sich aus Gl. 3.1

$$Q_{average} = J^{-1} \left(V, \frac{1}{A} \left(\sum_N A_i \cdot J(V, Q_i) \right) \right) \quad (3.2)$$

Mit Gl. 3.2 ist somit eine Vorschrift gefunden, wie ein Durchschnittswert $Q_{average}$ für die eindimensionale Zellsimulation berechnet werden kann. Im Folgenden sollen einige Eigenschaften von Gl. 3.2 kurz diskutiert werden, um eine Vorstellung von der notwendigen Mittelungsprozedur zu bekommen.

Wenn $J(V, Q) = a(V) + b(V) \cdot Q$ ist, ergibt sich als inverse Funktion $J^{-1}(V, J) = \frac{J-a(V)}{b(V)}$ und man kann $Q_{average}$ leicht vereinfachen zu

$$Q_{average} = J^{-1} \left(V, \frac{1}{A} \left(A \cdot a(V) + b(V) \sum_N A_i \cdot Q_i \right) \right) = \frac{1}{A} \sum_N A_i \cdot Q_i \quad (3.3)$$

Man sieht sofort, daß dies exakt dem arithmetischen Mittel entspricht, d.h. das arithmetische Mittel ist eine geeignete Wichtungsfunktion, wenn die Abhängigkeit der Stromdichte von Parameter Q linear ist. Analog kann gezeigt werden, daß das harmonische Mittel dann die richtige Wichtungsfunktion ist, wenn die Stromdichte J linear vom Inversen des untersuchten Parameters Q abhängt.

3.4.2 Leckströme und Shunts

Lokale ohmsche Leckströme können durch einen entsprechend niedrigen Wert R_P in der entsprechenden Elementardiode beschrieben werden. Ist der Stromfluß aus einer Elementardiode für $R_P = \infty$ $J(V, R_P = \infty) = f(V)$, so ergibt sich für dieselbe Elementardiode mit $R_P \neq \infty$ die Stromdichte $J(V, R_P) = f(V) - \frac{V}{R_P \cdot A}$, wobei R_P der Parallelwiderstand der Elementardiode in Ohm ist. Dies entspricht genau dem Fall einer linearen Abhängigkeit von J vom Inversen des untersuchten Parameters Q (in diesem Fall R_P). Somit ergibt Einsetzen in Gl. 3.2:

$$R_{P,average} = \left(\sum_N \frac{1}{R_{P,i}} \right)^{-1} . \quad (3.4)$$

Dies ist die altbekannte Formel für die Parallelschaltung von Widerständen. Für den Fall von Parallelwiderständen enthält das Klassenmodell und damit die Häufigkeitsverteilung von R_P somit keine zusätzliche Information, die über ein eindimensionales Modell hinausgeht. Mehrdimensionale Modellierung macht hier nur Sinn, wenn die relative Position der Shunts auf der Zelle berücksichtigt wird. Dies wird in Kapitel 3.5.1 und in [DIW01] genauer untersucht.

3.4.3 Inhomogene Verteilung von Emitterschichtwiderständen

Inhomogenitäten bei der Emittendiffusion können eine Vielzahl von Ursachen haben. Die vielleicht häufigste Quelle von Inhomogenitäten im Emitterschichtwiderstand ist ein inhomogenes Temperaturfeld im Diffusionsofen. Eine niedrigere Temperatur bedeutet bei gleicher Diffusionszeit und gleicher Dotierstoffbelegung ein geringeres Eintreiben des Dotierstoffs in die Probe und somit einen höheren Schichtwiderstand. Da am Rand des Diffusionsofens teilweise niedrigere Temperaturen auftreten, nehmen Emitterschichtwiderstände zum Rand hin häufig zu (siehe auch Kap. 6.7). In diesem Kapitel sollen die Möglichkeiten untersucht werden, den Einfluß solcher inhomogenen Schichtwiderstände in die Simulation von Solarzellen einzuarbeiten.

Abweichungen vom Sollwert des Schichtwiderstands können zu technologischen Problemen führen. So kann z.B. ein zu niedrig dotierter Emitter insbesondere bei Siebdruckkontakten einen erhöhten Kontaktwiderstand zur Folge haben. Außerdem kann ein zu flacher Emitter zu einer größeren Anfälligkeit bezüglich „Shunts“ führen, da bei einem flachen Emitter ein zu starkes Feuern der Vorderseitenmetallisierung schneller zu einer ungewollten Schädigung der Raumladungszone oder gar einer lokalen Kontaktierung der Basis durch die Vorderseitenmetallisierung führt. Diese technologischen Probleme sind starken Schwankungen unterworfen und auch sehr vom individuellen Zellprozeß abhängig, weshalb eine allgemeingültige quantitative Aussage, wie sie in diesem Kapitel angestrebt wird, für diese technologisch bedingten Schädigungen kaum möglich ist. In diesem Kapitel sollen deshalb nur die aus der Halbleiterphysik quantitativ beschreibbaren Unterschiede aufgrund verschiedener Emitterdotierungen untersucht werden. Diese sind insbesondere

- die Änderung des Serienwiderstands aufgrund von Querleitung im Emitter zu den Kontaktfingern,
- die Auger-Rekombination im Emitter und
- die Änderung des Anteils der im Emitter bzw. der Basis absorbierten Photonen aufgrund variierender Tiefe des Emitters.

Da der Emitterschichtwiderstand im Gegensatz zur Lebensdauer eine lateral langsam variierende Funktion ist, kann für die Untersuchung des Einflusses einer Schichtwiderstandsverteilung auf den Serienwiderstand der Zelle in guter Näherung davon ausgegangen werden, daß die Lage von Bereichen hoher und niedriger Emitterdotierung *relativ zur Vorderseitenmetallisierung* statistisch verteilt ist. Mit dieser Näherung ist wiederum nur die Häufigkeitsverteilung des Schichtwiderstands und nicht die Anordnung von Bereichen mit hohem und niedrigem R_{Sh} auf der Zelle von Interesse, so daß es nahe liegt, das Klassenmodell zu verwenden. Deshalb soll im Folgenden die Anwendbarkeit des Klassenmodells auf Schichtwiderstandsverteilungen des Emitters untersucht werden.

Validierung des Klassenmodells für Häufigkeitsverteilungen von R_{Sh}

Analog zu dem in Kapitel 3.4.4 diskutierten Fall von Lebensdauerverteilungen muß auch bei der Anwendung des Klassenmodells auf Häufigkeitsverteilungen des Emitterschichtwiderstands geprüft werden, ob die laterale Diffusion von Ladungsträgern (abgesehen vom Fluß von Elektronen durch den ohmschen Serienwiderstand des Emitters zu den Metallisierungsfingern) einen signifikanten Einfluß hat. Zu diesem Zweck wurden DESSIS-Simulationen mit einem Streifenmodell analog zu Abb. 3.5 durchgeführt, allerdings wurde diesmal nicht die Lebensdauer in der Basis lateral variiert, sondern der Emitterschichtwiderstand. Es wurden jeweils nur die Extremfälle getestet, bei denen entweder je ein Streifen mit hohem und niedrigem Schichtwiderstand, oder aber 10 Streifen mit alternierenden Schichtwiderständen in einem Symmetrieelement enthalten sind. Die Ergebnisse für V_{OC} und J_{SC} sind in Abb. 3.9 dargestellt. Die Unterschiede aufgrund der Verteilung des Schichtwiderstands sind so klein, daß man sie vernachlässigen kann. Die Variation zwischen den Paaren, bei denen der hohe bzw. der niedrige Schichtwiderstand direkt am Kontakt liegt, ist darin begründet, daß bei diesen Zellen der Anteil der Zellfläche mit relativ hoher bzw. relativ niedriger Vorderseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{front} verschieden ist. Für S_{front} wurde das Modell von Cuevas [CSLP97], das einen Anstieg von S_{front} mit der Dotierkonzentration an der Zelloberfläche beschreibt, verwendet. Das in DESSIS implementierte Kontaktmodell nimmt an der Metallisierung $S_{front} = \infty$ an. Wird nun ein Bereich hohen Schichtwiderstands mit niedriger Oberflächendotierung und somit niedrigem S_{front} durch $S_{front} = \infty$ ersetzt, so ist der Effekt auf V_{OC} und J_{SC} größer, als wenn ein Bereich mit (relativ) hoher Oberflächenkonzentration und somit auch relativ hohem S_{front} durch $S_{front} = \infty$ ersetzt wird. Mit dieser Vorstellung lassen sich die Schwankungen in den Absolutwerten von V_{OC} und J_{SC} zwischen verschiedenen Schichtwiderstandskombinationen, wie man sie in Abb. 3.9 findet, erklären.

Abb. 3.10 (links) zeigt die simulierten Variationen im FF . Diese sind im Wesentlichen durch den Serienwiderstand im Emitter bedingt. Wird dieser berücksichtigt, so ergibt sich der um den Serienwiderstand korrigierte Vergleich der Füllfaktoren in Abb. 3.10 (rechts). Nach Korrektur des Serienwiderstands sind die Unterschiede im FF in allen betrachteten Fällen kleiner als vorher. Die verbleibenden Restunterschiede sind höchstwahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß wesentliche Vereinfachungen beim Berechnen des Einflusses des Serienwiderstands auf den FF gemacht werden mußten. So wurde z.B. die laterale Spannungsverteilung im Emitter als konstant angenommen. Es ist also verständlich, daß gerade bei großen Schichtwiderständen die Diskrepanzen in Abb. 3.10 (rechts) größer sind als bei kleinen R_{Sh} . Aufgrund dieser Überlegungen und da die Unterschiede insgesamt klein sind, kann man auch für den FF feststellen, daß ein Klassenmodell in R_{Sh} eine zulässige Vereinfachung darstellt.

Somit konnte nachgewiesen werden, daß eine Simulation von Schichtwiderstandsverteilungen mit CIRCUS oder dem Klassenmodell möglich ist. Selbstverständlich muß bei der Klassenmodell-simulation für jeden Schichtwiderstandswert im Solarzellenmodell der Serienwiderstand aufgrund des Emitters entsprechend angepaßt werden.

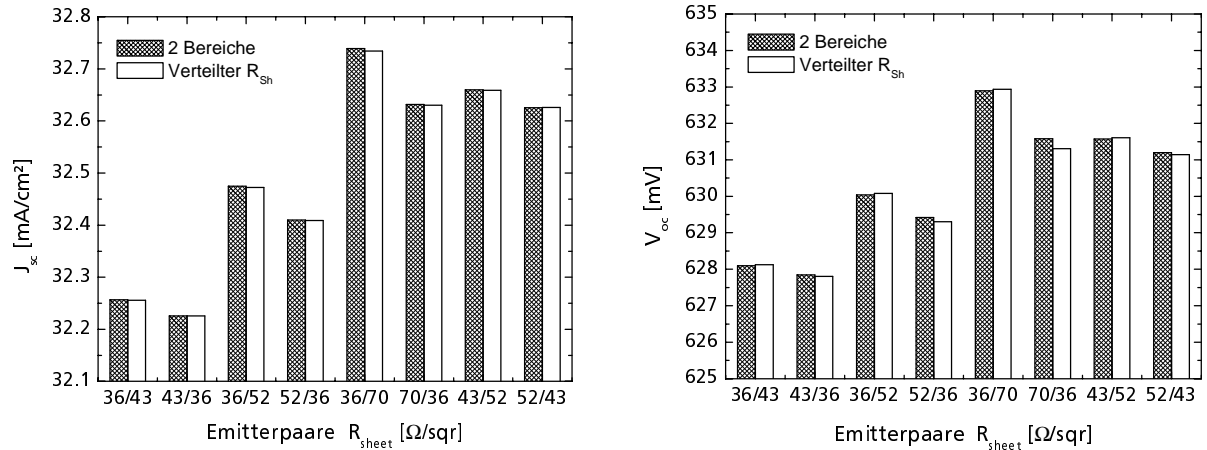


Abbildung 3.9: Mit DESSIS und dem Streifenmodell simulierte J_{SC} -Werte (links) und V_{OC} -Werte (rechts). „2 Bereiche“ bedeutet, daß im Streifenmodell je Symmetrieelement nur je ein Streifen hohen und niedrigen Emitterschichtwiderstands vorhanden ist. Bei „verteilter R_{sh} “ hat jedes Symmetrieelement 10 Bereiche mit alternierend großem und kleinem R_{sh} . Die Zahlen unter den einzelnen Säulen geben die verwendeten Schichtwiderstandswerte an, wobei die jeweils linke Zahl den direkt am Finger liegenden R_{sh} kennzeichnet.

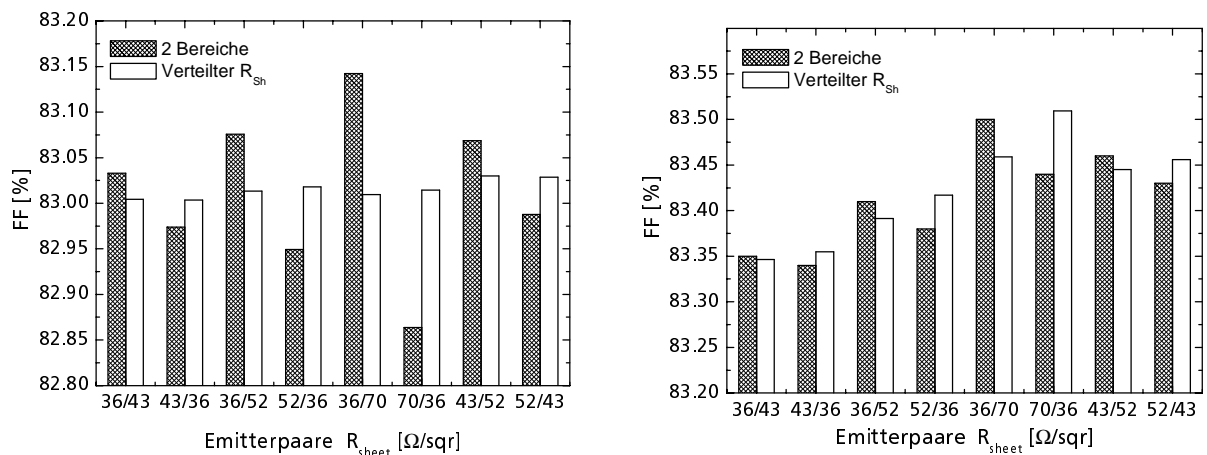


Abbildung 3.10: Mit DESSIS und dem Streifenmodell simulierte FF -Werte (links). Rechts finden sich die um den Serienwiderstand aufgrund des Emitters korrigierten FF -Werte. Alle Bezeichnungen entsprechen denen in Abb. 3.9.

Wichtungsfunktionen

Ändert man den Emitterschichtwiderstand einer Solarzelle, so hat dies quantitative Änderungen mehrerer Verlustmechanismen zur Folge, die wiederum das Zellergebnis beeinflussen. Erhöht man z.B. den Schichtwiderstand, so hat dies zunächst einen positiven Einfluß aufgrund verringerter Auger-Rekombination. Wird jedoch nicht gleichzeitig der Fingerabstand angepaßt, was bei Inhomogenitäten innerhalb eines Zellprozesses nicht möglich ist, so steigt der Serienwiderstandsverlust im Emitter an. Wird die Erhöhung des Schichtwiderstands durch eine Verringerung

der Emittertiefe erreicht, so erhöht dies automatisch den Einfluß von S_{front} auf die *effektive* Lebensdauer der Minoritäten (Löcher) im Emittor. Dies kann, abhängig vom genauen Betrag von S_{front} , eine Erhöhung oder Verringerung der Gesamtrekombination im Emittor zur Folge haben. Diese relativ komplexe Wechselwirkungsstruktur kann zur Folge haben, daß in einigen Fällen, insbesondere bei sehr hohem S_{front} , die in Kapitel 3.4.1 für die Variation von *einem* Parameter angenommene streng monotone Abhängigkeit des Stroms bei jeder Spannung V von dem betrachteten Parameter nicht mehr gilt. Verantwortlich hierfür ist die gleichzeitige Änderung der Dotierung des Emitters und des Serienwiderstands der Solarzelle, also zweier Parameter. Diese ist aber notwendig, um eine konsistente Beschreibung der Solarzelle zu ermöglichen. Somit kann es vorkommen, daß das Klassenmodell in bestimmten Fällen auf R_{Sh} nicht anwendbar ist.

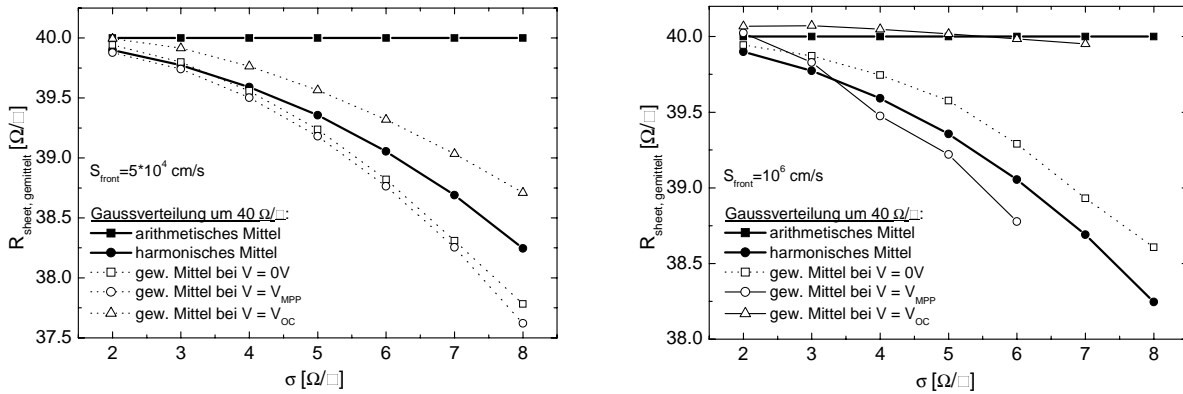


Abbildung 3.11: Numerisch berechnete Wichtungsfunktionen für R_{Sh} bei einem industrienahen Zellmodell mit $S_{front} = 5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ (links) und $S_{front} = 10^6 \text{ cm/s}$ (rechts).

Da keine allgemeingültige Wichtungsfunktion für R_{Sh} angegeben werden kann, sollen im Folgenden exemplarisch für ein einer Industriezelle ähnliches Zellmodell mit hoher ($S_{front} = 2 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$) und relativ niedriger ($S_{front} = 5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$) Rekombinationsgeschwindigkeit an der Vorderseite die Wichtungsfunktionen numerisch ermittelt werden. Als weitere Simulationsparameter wurden eine Basisdotierung von $1 \text{ } \Omega\text{cm}$, $\tau_{bulk} = 50 \text{ } \mu\text{s}$ und $S_{back} = 1000 \text{ cm/s}$ verwendet. Ausgehend von einem homogenen $40 \text{ } \Omega/\square$ Emittor wurde eine gaussförmige, um $40 \text{ } \Omega/\square$ zentrierte Häufigkeitsverteilung des Schichtwiderstands angenommen und die Standardabweichung σ der Verteilung von R_{Sh} schrittweise erhöht. Abb. 3.11 zeigt die mit dem arithmetischen, dem harmonischen und dem gewichteten Mittel berechneten durchschnittlichen Schichtwiderstände, wobei das gewichtete Mittel bei 0 V , V_{MPP} und V_{OC} betrachtet wurde. Für die Zelle mit relativ gut passivierter Oberfläche ist der harmonische Mittelwert der Schichtwiderstände eine recht gute Näherung. Für die Zelle mit hohem S_{front} gilt dies nur für 0 V und V_{MPP} , nicht jedoch für V_{OC} . Für V_{OC} müßte in diesem Fall eher das arithmetische Mittel der Schichtwiderstandsverteilung verwendet werden. Insgesamt ist jedoch festzustellen, daß die Unterschiede, die sich bei Verwendung des gewichteten (oder des harmonischen) Mittels relativ zum Mittelwert der Verteilung (= dem arithmetischen Mittel) ergeben, auch bei Standardabweichungen der Gaussverteilung von immerhin 20% des Mittelwerts relativ klein sind.

3.4.4 Inhomogene Lebensdauerverteilungen

Im Folgenden wird die Anwendung des Klassenmodells auf Lebensdauerverteilungen, d.h. auf Häufigkeitsverteilungen von Lebensdauern beschrieben. Es wird ebenfalls untersucht, unter wel-

chen Umständen eine Beschreibung der Solarzelle mithilfe der Häufigkeitsverteilung der Lebensdauern hinreichend ist.

Wie bereits gezeigt wurde, ist das arithmetische Mittel ein geeignetes Verfahren zur Mittelung, wenn die Abhängigkeit der Stromdichte vom untersuchten Parameter linear ist. Das harmonische Mittel ist geeignet, wenn dies für die Abhängigkeit vom Inversen des untersuchten Parameters gilt. Keiner dieser beiden Fälle trifft typischerweise für die Abhängigkeit der Stromdichte von der Volumenlebensdauer zu. In Abb. 3.12 ist zur Verdeutlichung für eine typische industrielle Solarzelle die Abhängigkeit des Kurzschlußstroms von der Lebensdauer und der inversen Lebensdauer aufgetragen. Eine Wichtungsfunktion $J(Q)$, die dem arithmetischen Mittel entspricht, hat eine verschwindende zweite Ableitung. Wie man in Abb. 3.12 sieht, hat die Funktion $J = J(0V, \tau_{bulk})$

eine negative zweite Ableitung. Dies bedeutet, daß für eine realistische Beschreibung der Solarzelle die Bereiche niedriger Volumenlebensdauer stärker gewichtet werden müssen als die hoher Volumenlebensdauer. Die exakte Wichtungsfunktion ist implizit durch $J(V, \tau_{bulk})$ und Gl. 3.2 gegeben, eine explizite analytische Angabe der Wichtungsfunktion ist nur in wenigen Sonderfällen möglich. Betrachtet man nun $J(0V, \tau_{bulk}^{-1})$, so findet man, daß diese Funktion eine positive zweite Ableitung hat. Analog zu obiger Argumentation bedeutet dies, daß das harmonische Mittel der Lebensdauern (oder, äquivalent, das arithmetische Mittel der Rekombinationsaktivität), das häufig als Verbesserung gegenüber dem arithmetischen Mittel vorgeschlagen wird, die Bereiche niedriger Lebensdauern zu stark gewichtet. Das harmonische Mittel „überkorrigiert“ somit für den Fall von Volumenlebensdauerverteilungen die Defizite des arithmetischen Mittelwerts.

Folglich sollten immer, wenn Volumenlebensdauern gemittelt werden, die Funktion $J(V, \tau_{bulk})$ und Gl. 3.2 verwendet werden. Da $J(V, \tau_{bulk})$ spannungsabhängig ist und es sich dabei nicht nur um einen Offset handelt, ist streng genommen die implizit gegebene Wichtungsfunktion für die Lebensdauer bei jeder Spannung verschieden. Es müßte für jede Spannung ein separates $\tau_{Bulk,average}(V)$ berechnet werden. Da jedoch zur Bestimmung der Leistungsparameter einer Solarzelle nur die Ströme bei $V = 0V$, $V = V_{MPP}$ und $V = V_{OC}$ benötigt werden, genügt es in der Praxis, drei verschiedene Lebensdauerwerte für die Simulation zu bestimmen. Außerdem hat sich herausgestellt, daß für alle realen Anwendungsfälle die Abhängigkeit von $\tau_{bulk,average}$ von der Spannung sehr gering ist und in fast allen Fällen unter 10% liegt. Da 10% Abweichung in der Lebensdauer nur einen geringen Einfluß auf die Zellparameter haben und Lebensdaueremessungen meist mit einem Meßfehler in ungefähr dieser Größenordnung behaftet sind, genügt es fast immer, die Simulationen mit dem bei einer repräsentativen Spannung (z.B. V_{MPP}) ermittelten $\tau_{bulk,average}$ durchzuführen.

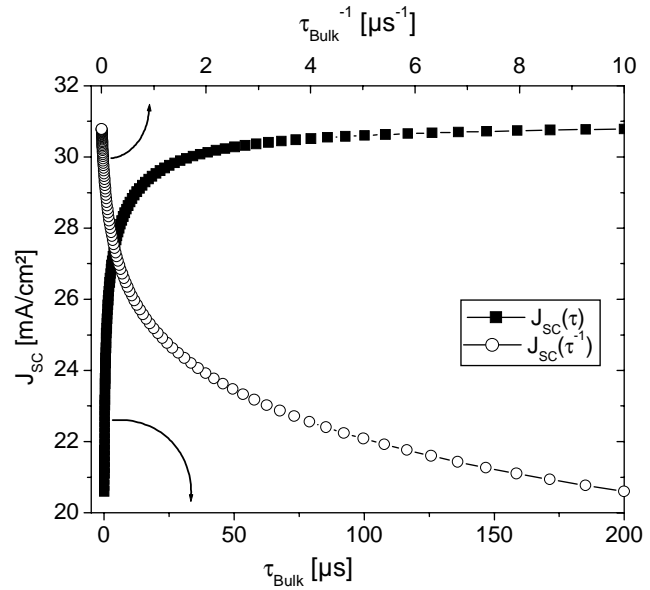


Abbildung 3.12: Typische Abhängigkeit des Kurzschlußstroms J_{SC} von der Volumenlebensdauer τ_{bulk} für eine industrielle Solarzelle.

Wichtungsfunktionen

Zur praktischen Anwendung des Klassenmodells fehlt noch eine geeignete Funktion $J(V, \tau_{bulk})$. Sofern für die zu untersuchenden Zellen ein Baseline-Modell (s. Kap. 3.3) vorliegt, ist die bestmögliche Funktion $J(V, \tau_{bulk})$ für die Wichtung der Lebensdauern die mit PC1D simulierte Abhängigkeit der Stromflußdichte von der Volumenlebensdauer. Diese kann im „Batchmode“ von PC1D leicht generiert werden. Ist kein Baseline-Modell vorhanden oder soll Ausgangsmaterial ohne Bezug zu einer bestimmten Zelltechnologie verglichen werden, so müssen andere geeignete Wichtungsfunktionen gefunden werden. Im Folgenden werden entsprechende Funktionen unter sehr allgemeinen Annahmen entwickelt und auf ihre Eignung als Wichtungsfunktion untersucht. Anstelle der Volumenlebensdauer τ_{bulk} wird dafür die Volumendiffusionslänge L_{bulk} verwendet. Diese wurde für die Untersuchungen gewählt, da SR-LBIC-Messungen¹ Diffusionslängen liefern und nach Fertigstellung der Zellen direkte Lebensdauerermessungen nur mit großem Aufwand nach Rückätzen der Zellstruktur möglich sind. Volumendiffusionslänge und Volumenlebensdauer können bei Kenntnis der Diffusionskonstante für Elektronen in der Basis D_e mittels $L_{bulk} = \sqrt{D_e \cdot \tau_{bulk}}$ leicht ineinander überführt werden.

Bei $V = 0V$ muß eine passende Funktion $J(0V, L_{bulk})$ die Abhängigkeit des Kurzschlußstroms J_{SC} von der Diffusionslänge L_{bulk} beschreiben. Eine sehr einfache Annahme zur Berechnung dieser Funktion ist es, eine Siliziumscheibe der Dicke d mit interner Reflexion von 0% an der Rückseite sowie $L_{bulk} = L_{eff}$ anzunehmen. Mit diesen Annahmen erhält man

$$J(0V, L_{bulk}) = \int_0^d G(z) \cdot \exp(-z/L_{bulk}) dz \quad , \quad (3.5)$$

wobei $G(z)$ die bekannte Generationsfunktion eines AM1.5G-Spektrums in einem infiniten Siliziumhalbraum ist. Die externe Reflexion an der Vorderseite darf unberücksichtigt bleiben, da sie nur einen konstanten Faktor an $J_{SC}(L_{bulk})$ multiplizieren würde und konstante Faktoren in Gl. 3.2 keinen Effekt haben. In komplizierteren Modellen kann z.B. die Funktion $G(z)$ weiter verbessert werden, indem bessere optische Modelle verwendet werden.

Die verschiedenen Wichtungsfunktionen sollen nun verglichen werden. Dies geschieht, indem für gaussförmige Diffusionslängenverteilungen mit verschiedenen Breiten σ und gleichem arithmetischem Mittel der Diffusionslängen das Klassenmodell für die folgenden vier Möglichkeiten, $J_{SC}(L_{bulk})$ zu beschreiben, angewendet wird:

- „wahres“ J_{SC} , numerisch berechnet
- Klassenmodell mit Gl. 3.5 als Wichtungsfunktion
- Klassenmodell mit Gl. 3.5, aber exakter Annahme von $G(z)$
- Klassenmodell mit Wichtungsfunktion aus dem PC1D Baseline-Modell

Die sich ergebenden $J_{SC}(\sigma)$ -Abhängigkeiten werden miteinander verglichen, wobei die Standardabweichung σ Maß für die Breite der Verteilung ist. Die angenommene Solarzellentechnologie entspricht einer einfachen Laborsolarzelle des Fraunhofer ISE. Die Ergebnisse dieses Vergleichs sind in Abb. 3.13 (links) dargestellt. Der Vergleich zeigt, daß selbst die sehr stark vereinfachten Annahmen von Gl. 3.5 zu einer sehr guten Beschreibung von Häufigkeitsverteilungen der

¹Spectrally Resolved Light Beam Induced Current (siehe Kap. 5.2.3)

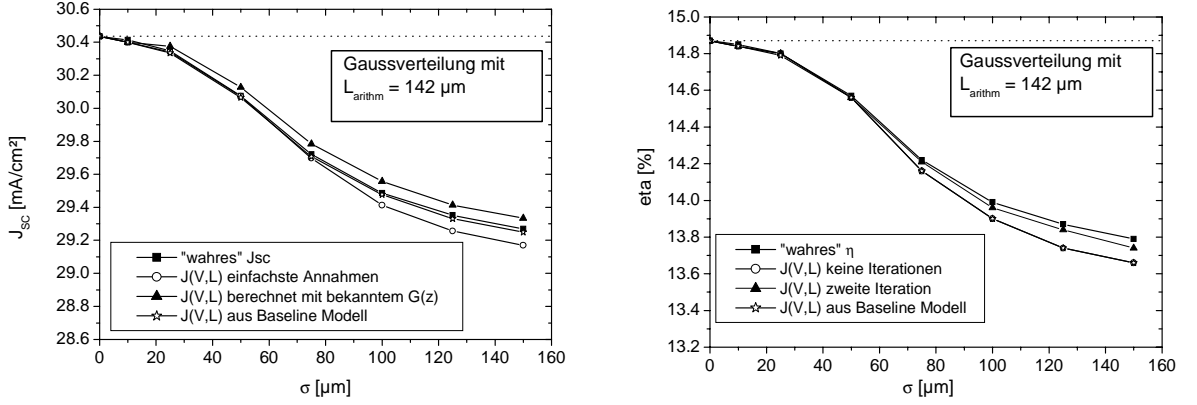


Abbildung 3.13: Vergleich der mit dem Klassenmodell berechneten Kurzschlußströme (links) und Zellwirkungsgrade η (rechts) mit verschiedenen Modellen für $J(V, L_{bulk})$. Es wurde eine Gaussverteilung der Diffusionslängen mit Breite σ zugrunde gelegt. Die gestrichelten horizontalen Linien stellen das Ergebnis dar, das sich bei Anwendung des arithmetischen Mittelwerts ergeben würde.

Diffusionslänge führen, wohingegen das arithmetische Mittel, das in Abb. 3.13 die gepunkteten waagrechten Linien ergäbe, für große Verteilungsbreiten ungeeignet ist.

Um eine geeignete Funktion $J(V_{MPP}, L_{bulk})$ zu finden, beginnt man mit der $J_{SC}(L_{bulk})$ -Abhängigkeit wie gerade beschrieben. Nimmt man nun ein Eindiodenmodell und $J_0 \propto L_{bulk}^{-1}$ an (Gl. 2.35), so erhält man wegen $J_0(L) = J_{SC}(L) \cdot \exp\left(-\frac{qV_{OC}}{k_B T}\right)$

$$J(V_{MPP}, L_{bulk}) = J(0V, L_{bulk}) - J_0(L_{bulk}) \cdot \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (3.6)$$

$$= J_{SC}(L_{bulk}) - \frac{L_0}{L_{bulk}} J_{SC}(L_0) \cdot \exp\left(\frac{q(V_{MPP} - V_{OC}(L_0))}{k_B T}\right) \quad (3.7)$$

Dabei ist L_0 eine beliebig zu wählende Diffusionslänge zur Normierung. Diese Funktion kann als Wichtungsfunktion am MPP genutzt werden. Als erste Näherung kann der durch eindimensionale Simulation ermittelte Wert V_{MPP} als Spannung für diese Wichtungsfunktion verwendet und anschließend iterativ verbessert werden. Abb. 3.13 (rechts) zeigt wiederum einen Vergleich dieser Wichtungsfunktionen ohne Iterationen und nach der zweiten Iteration mit einer vollen numerischen Simulation. Für alle Modelle — außer dem arithmetischen Mittel — ist hervorragende Übereinstimmung festzustellen, selbst bei sehr stark vereinfachende Annahmen.

Analog zu Gl. 3.8 kann auch eine Wichtungsfunktion bei $V = V_{OC}$ generiert werden. Es ergibt sich

$$J(V_{OC}, L_{bulk}) = J(0V, L_{bulk}) - J_0(L_{bulk}) \cdot \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (3.8)$$

$$= J_{SC}(L_{bulk}) - \frac{L_0}{L_{bulk}} J_{SC}(L_0) \cdot \exp\left(\frac{q(V_{OC} - V_{OC}(L_0))}{k_B T}\right) \quad (3.9)$$

Dabei ist L_0 wieder eine beliebig zu wählende Diffusionslänge zur Normierung.

Für alle drei Spannungen ($0V$, V_{MPP} und V_{OC}) wurden die beschriebenen Modelle sowohl für sehr kleine Diffusionslängen ($L_{Bulk,av,arithm} \ll d$) als auch für $L_{Bulk,av,arithm} \gg d$ getestet und die Anwendbarkeit der beschriebenen Modelle auch für diese Fälle bestätigt.

An einem praktischen Beispiel soll nun der Unterschied aufgezeigt werden, der sich beim prädiktiven Modellieren von Solarzellenergebnissen ergibt, wenn anstelle der hier diskutierten

Wichtungsfunktionen das arithmetische bzw. das harmonische Mittel benutzt wird. Hierfür wurden zwei multikristalline Zellen verwendet, für deren Zellprozesse Baseline-Modelle für PC1D vorlagen. Eine der beiden Zellen stammt aus einer typischen Industrieproduktion, der andere Zellprozeß ist ein einfacher laborüblicher Prozeß des Fraunhofer ISE, angewendet auf eine senkrecht aus dem Boden eines multikristallinen Blocks gesägte Scheibe. Die Zellen stammen aus den in Kapitel 7.4, 7.4.3 und 8 näher untersuchten Solarzellenchargen. Als Wichtungsfunktion für das gewichtete Mittel wurde die mittels PC1D generierte $J(V, L_{bulk})$ -Abhängigkeit verwendet. Die effektiven Diffusionslängen wurden mit SR-LBIC gemessen, mit der aus dem Zellmodell bekannten Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit in eine Verteilung der Volumendiffusionslänge und schließlich in eine Verteilung der Volumenlebensdauer umgerechnet. Diese Daten wurden dann mit den verschiedenen Verfahren gemittelt. Aus den sich ergebenden Mittelwerten wurden dann mittels PC1D Solarzellenkennlinien berechnet. Tabelle 3.1 zeigt den Vergleich der errechneten mittleren Volumenlebensdauer bei Verwendung der verschiedenen Mittelungsverfahren sowie den Vergleich der sich daraus ergebenden simulierten Werte für V_{OC} und J_{SC} mit den gemessenen Werten von V_{OC} und J_{SC} . V_{OC} und J_{SC} wurden für diesen Vergleich herangezogen, da der FF , und damit auch der Wirkungsgrad, relativ starken technologischen Schwankungen unterliegt, die in diesem Modell natürlich nicht berücksichtigt sind.

Der Vergleich zeigt deutlich, daß das gewichtete Mittel die gemessenen Zellparameter am besten beschreibt. Das arithmetische Mittel liefert immer deutlich zu hohe Zellparameter, was mit der diskutierten Überschätzung der Lebensdauern durch das arithmetische Mittel gut übereinstimmt. Das harmonische Mittel scheint zur Modellierung der industriellen Solarzelle recht gut geeignet zu sein, auch wenn die Übereinstimmung der Werte für J_{SC} und V_{OC} etwas schlechter ist als mit dem gewichteten Mittel, jedoch liefert das harmonische Mittel deutlich zu niedrige Zellparameter für die Laborzelle. Dies stimmt wiederum gut mit der theoretischen Vorhersage überein, daß das harmonische Mittel zu niedrige durchschnittliche Lebensdauern liefert. Die Beobachtung, daß das harmonische Mittel die industrielle Solarzelle recht gut beschreibt, darf nicht verallgemeinert

Tabelle 3.1: Vergleich der mittleren Volumenlebensdauer einer industriellen Solarzelle und einer Laborzelle berechnet mit dem arithmetischen Mittelwert, dem harmonischen sowie dem gewichteten Mittel bei V_{MPP} . Ebenfalls verglichen werden die mit den drei Mittelungsfunktionen und einem PC1D Baseline-Modell der Zellprozesse berechneten Werte für V_{OC} und J_{SC} mit den tatsächlich gemessenen V_{OC} - und J_{SC} -Werten.

	Laborzelle	industrielle Solarzelle
$\tau_{arithm} [\mu s]$	4.9	229.7
$\tau_{harmonisch} [\mu s]$	0.5	24.1
$\tau_{gewichtet} [\mu s]$	1.6	32.9
$J_{SC,arithm} [mA/cm^2]$	33.3	30.9
$J_{SC,harmonisch} [mA/cm^2]$	29.0	29.8
$J_{SC,gewichtet} [mA/cm^2]$	31.4	30.1
$J_{SC,gemessen} [mA/cm^2]$	31.3	30.2
$V_{OC,arithm} [mV]$	589.4	608.6
$V_{OC,harmonisch} [mV]$	559.6	597.4
$V_{OC,gewichtet} [mV]$	575.7	599.9
$V_{OC,gemessen} [mV]$	577.1	599

werden. Ursache hierfür ist, daß diese Zelle auf durchschnittlich gutem multikristallinem Material prozessiert wurde, jedoch aufgrund der Zelltechnologie selbst für $\tau_{bulk} = \infty J_{SC}$ bei ca. 31 mA/cm^2 und V_{OC} bei ca. 610 mV limitiert ist. Da diese Werte nur leicht über den tatsächlich gemessenen Zellparametern liegen, ist diese Zelle nicht primär durch die Volumenlebensdauer, sondern durch die Zelltechnologie limitiert. Deshalb haben leichte Fehler im Mittelungsprozeß der Lebensdauern nur einen geringen Einfluß auf das Zellergebnis. Im Gegensatz hierzu hatte die Laborzelle ein Zelldesign, das J_{SC} -Werte bis zu 35.7 mA/cm^2 zuläßt. Es wurde ein relativ schlechtes multikristallines Material aus dem Blockboden verwendet, weshalb die Laborzelle im Wesentlichen durch die Volumenlebensdauer limitiert ist und somit Fehler im Mittelungsprozeß deutlich hervortreten. Die beiden untersuchten Zellen stellen somit Beispiele dar, die nahe an den denkbaren realen Extremwerten für den Einfluß des Mittelungsverfahrens auf die modellierten Zellergebnisse liegen.

Validierung des Klassenmodells für Lebensdauerverteilungen

Das Klassenmodell stellt eine weitere Vereinfachung einer Netzwerksimulation mit CIRCUS dar, bei der das Netzwerk verteilter Serienwiderstände durch einen globalen Serienwiderstand ersetzt wird. Diese Vereinfachung scheint gerechtfertigt, da Simulationen mit CIRCUS nur eine sehr geringe Abhängigkeit der Zellparameter von der Verteilung der Lebensdauern zeigen. Das bedeutet nichts anderes, als daß für Lebensdauerverteilungen der verteilte Serienwiderstand eine untergeordnete Rolle spielt. Andererseits wurde jedoch bereits gezeigt, daß CIRCUS auf kleinräumige Lebensdauerverteilungen nur bedingt anwendbar ist, was sofort die Anwendbarkeit des Klassenmodells in Frage stellt. Diese soll im Folgenden untersucht werden.

Hierfür werden wiederum DESSIS-Simulationen als Referenz verwendet. Als Modell wird wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben ein Symmetrieelement mit alternierenden Streifen hoher und niedriger Lebensdauer verwendet (siehe Abb. 3.5). Die Simulationen wurden, wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben, durchgeführt, jedoch wurde das Klassenmodell auf verschiedene „effektive Volumenlebensdauerverteilungen“ angewendet. Insgesamt wurden folgende Fälle mit den Ergebnissen der DESSIS-Simulationen verglichen:

- Verwendung des arithmetischen Mittels von τ_{high} und τ_{low} als Eingabeparameter für die 1D Simulation (arithm. Mittel in τ_{bulk}).
- Verwendung des mit dem Klassenmodell berechneten gewichteten Mittels von τ_{high} und τ_{low} als Eingabeparameter für die 1D Simulation (Klassenmodell in τ_{bulk}). Dies ist der in Kapitel 3.2.4 untersuchte Fall.
- Die Verteilung der freien Überschlußladungsträgerdichte $\Delta n(x, z)$ wurde aus der zweidimensionalen Halbleitersimulation entnommen und über der Zelldicke integriert $\Delta n(x) = \int_{d_{em}}^d \Delta n(x, z) dz$, wobei d_{em} die Tiefe des pn-Übergangs ist. Die sich ergebende laterale Verteilung der Überschlußladungsträgerdichte $\Delta n(x)$ kann in eine effektive Volumenlebensdauer $\tau_{bulk,eff}(x)$ umgerechnet werden, von deren Verteilung das arithmetische Mittel gebildet und für die Simulation verwendet wird (arithm. Mittel in Δn).
- Es wird wiederum die effektive Volumenlebensdauer $\tau_{bulk,eff}(x)$ verwendet, allerdings wird diesmal das Klassenmodell auf diese Verteilung angewendet (Klassenmodell in Δn).

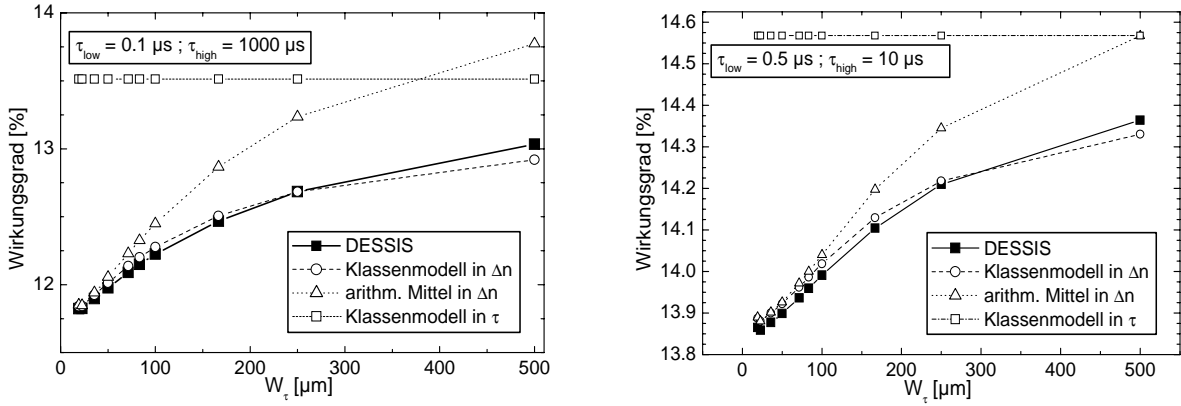


Abbildung 3.14: Vergleich der simulierten Solarzellenwirkungsgrade für verschiedene Mittelungsmethoden mit den Ergebnissen einer vollen zweidimensionalen Halbleitersimulation. Das arithmetische Mittel in τ_{bulk} würde im linken Bild einen konstanten Wirkungsgrad von 17.8% , im rechten Bild von 15.9% ergeben und wurde aus Darstellungsgründen nicht eingezeichnet.

Diese vier Möglichkeiten zur Simulation wurden für eine Vielzahl von Werten von τ_{high} und τ_{low} mit den Ergebnissen der vollen zweidimensionalen Halbleitersimulation verglichen. Zwei typische Beispiele sind in Abb. 3.14 wiedergegeben. Eines davon ist für die extremen Werte $\tau_{high} = 1000 \mu s$ und $\tau_{low} = 0.1 \mu s$ berechnet, das andere für die realistischeren Werte $\tau_{high} = 10 \mu s$ und $\tau_{low} = 0.5 \mu s$.

Man sieht, daß der Wirkungsgrad der Solarzelle sowohl in extremen als auch in realistischen Fällen eindimensional nur dann gut simuliert werden kann, wenn das Klassenmodell auf Verteilungen freier Überschlußladungsträger angewendet wird. Genauere Betrachtung zeigt, daß beide Modelle mit Mittelung von τ_{bulk} die Abhängigkeit des Zellwirkungsgrads von W_τ (zur Definition von W_τ siehe Abb. 3.5) nicht wiedergeben. Dies war zu erwarten, da das Modell gerade so angelegt ist, daß der Anteil an Regionen mit τ_{high} und τ_{low} in allen Simulationen jeweils 50% ist. Jedoch ist auch zu sehen, daß die Anwendung des Klassenmodells immerhin zu einer guten Wiedergabe des Wirkungsgradniveaus führt, wohingegen die sich mit dem arithm. Mittel ergebenden Wirkungsgrade von 17.8% und 15.9% weit von den mit DESSIS simulierten Wirkungsgraden entfernt sind. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrads von W_τ und damit von der Größe der Lebensdauerstrukturen wird nur korrekt wiedergegeben, wenn anstelle der wirklichen lokalen Lebensdauern τ_{high} bzw. τ_{low} die effektive Volumenlebensdauer $\tau_{bulk,eff}$ — wie oben definiert — verwendet wird. Das bedeutet, daß anstelle der Verteilung der Volumenlebensdauer die Verteilung von Δn verwendet werden muß. Sowohl das arithmetische Mittel als auch das Klassenmodell der Verteilung von $\Delta n(x)$ geben die Abhängigkeit des Wirkungsgrads von der Größe der Lebensdauerstrukturen korrekt wieder. Für $W_\tau \rightarrow 0$ ergeben die DESSIS-Simulation, das „arithm. Mittel in Δn “ und das „Klassenmodell in Δn “ genau gleiche Wirkungsgrade. Dies liegt daran, daß in diesem Limit die $\Delta n(x)$ -Verteilung nahezu konstant ist mit der effektiven Volumenlebensdauer von $(\tau_{high}^{-1} + \tau_{low}^{-1})^{-1}$. Die Zelle ist im Wesentlichen eine eindimensionale Struktur und die Breite der Häufigkeitsverteilung von $\tau_{bulk,eff}(x)$ ist 0. Mit steigender Strukturgröße wird die Verteilungsbreite jedoch größer und man findet, daß das „Klassenmodell in Δn “ deutlich bessere Ergebnisse liefert als das „arithm. Mittel in Δn “.

Betrachtet man die weiteren Zellparameter J_{SC} und V_{OC} , so findet man, daß die V_{OC} -Werte vom „Klassenmodell in Δn “ leicht überbewertet werden, J_{SC} hingegen zu niedrig simuliert wird

(siehe Abb. 3.16). Der Unterschied in V_{OC} ist sehr gering — typischerweise bei ca. 1 mV — und findet seine Ursache möglicherweise in numerischen Ungenauigkeiten in der Diskretisierung von $\Delta n(x)$. Bezieht man alle durchgeführten Simulationen in die Betrachtung mit ein, so ist für J_{SC} ein systematischer Unterschied festzustellen. In dem in Abb. 3.16 gezeigten Fall beträgt er immerhin ca. 0.15 mA/cm^2 , so daß ein numerisches Problem eher unwahrscheinlich ist.

Diese systematische Abweichung erklärt sich daraus, daß die in den Simulationen verwendete $\Delta n(x)$ -Verteilung unter V_{OC} -Bedingungen extrahiert wurde, was den Meßbedingungen vieler Lebensdauermeßmethoden am nächsten kommt (siehe Kap. 5). Unter V_{OC} -Bedingungen ist jedoch die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit des pn-Übergangs² geringer als unter J_{SC} -Bedingungen, bei denen hierfür normalerweise $S_{eff,pn\text{-Übergang}} = \infty$ angenommen wird. Deshalb sind im J_{SC} -Fall die Übergangsbereiche der $\Delta n(x)$ -Verteilung und somit die Breite der Häufigkeitsverteilung der Lebensdauern geringer als unter V_{OC} -Bedingungen. Ist die Diffusionslänge in den Bereichen mit

τ_{high} groß genug, so ist sowohl unter J_{SC} - als auch unter V_{OC} -Bedingungen die effektive Volumenlebensdauer im gesamten τ_{high} -Bereich reduziert. Unter J_{SC} -Bedingungen fällt diese Reduktion jedoch geringer aus als unter V_{OC} -Bedingungen, da die Oberflächen bereits einen stärkeren Einfluß ausüben. Ein extremes Beispiel hierfür ist in Abb. 3.15 zu sehen. Es läßt sich also feststellen, daß die $\Delta n(x)$ -Verteilung unter V_{OC} -Bedingungen leicht niedrigere J_{SC} -Werte als in der realen Solarzelle ergibt, da eine etwas ungünstigere $\Delta n(x)$ -Verteilung verwendet wird.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß eine gute quasi-eindimensionale Modellierung von Solarzellen mit lateral inhomogenen Lebensdauern nur möglich ist, wenn das Klassenmodell (oder, mit deutlich höherem Aufwand, eine Netzwerksimulation wie CIRCUS) verwendet wird **und** als Ausgangsdaten eine örtliche Verteilung der freien Überschußladungsträgerdichte $\Delta n(x, y)$ unter Gleichgewichtsbedingungen zur Verfügung steht. Die dafür notwendigen Simulationswerkzeuge wurden in diesem Kapitel erarbeitet, eine Lebensdauermeßtechnik (CDI), die diese Anforderungen erfüllt³, wurde ebenfalls in dieser Arbeit entwickelt und wird in Kapitel 5.3 ausführlich diskutiert. Die Simulationen und der Vergleich mit realen Solarzellen zeigen ebenfalls,

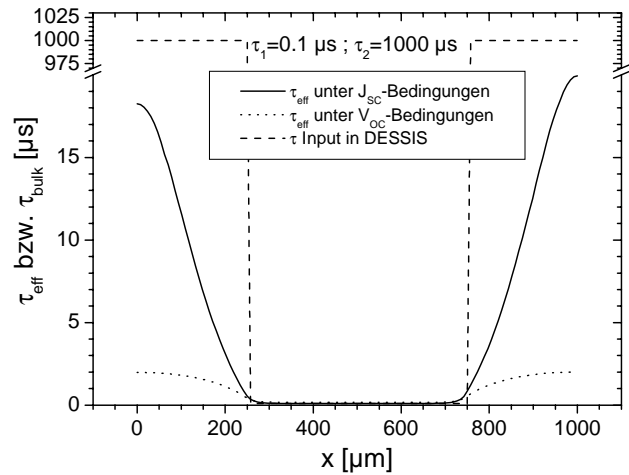


Abbildung 3.15: Laterale Variation der sich aus der freien Überschußladungsträgerdichte im Volumen $\Delta n(x)$ ergebenden effektiven Volumenlebensdauer $\tau_{bulk,eff}(x)$ unter V_{OC} - und J_{SC} -Bedingungen.

²Der pn-Übergang stellt in der realen Solarzelle keine rekombinierende Oberfläche dar, vielmehr gelangen die Elektronen über den pn-Übergang in den Emitter, wo sie dann Majoritätsladungsträger sind. Sollen jedoch nur Ladungsträgerprofile in der Basis modelliert werden, so hat es sich als hilfreich erwiesen, den pn-Übergang analog zu einer (rekombinationsaktiven) Oberfläche zu beschreiben.

³Die meisten anderen Lebensdauermeßtechniken, wie z.B. die MW-PCD, messen zwar auch die Überschußladungsträgerdichte, jedoch findet dies nicht immer unter Gleichgewichtsbedingungen statt. Insbesondere wenn bei abrasternden Verfahren die Ortsauflösung durch eine stark fokussierte Beleuchtung erreicht wird, kann laterale Diffusion zu $\Delta n(x, y)$ -Verteilungen führen, die von der Gleichgewichtsverteilung abweichen.

daß der Effekt auf die Zellparameter nicht besonders groß ist. Soll der Einfluß der Materialqualität auf das Solarzellenergebnis jedoch präzise beschrieben werden, so ist die Anwendung eines geeigneten Mittelwerts jedoch trotzdem notwendig, da sich andernfalls in J_{SC} typischerweise Diskrepanzen von ca. 0.5 bis 2.0 mA/cm^2 und in V_{OC} von typischerweise 8 bis 15 mV ergeben (siehe Tab. 3.1), die durch Anwendung des Klassenmodells vermieden werden können.

3.5 Simulation des Einflusses lateraler Inhomogenitäten

In diesem Kapitel soll der Einfluß lateraler Inhomogenitäten auf das Solarzellenergebnis an typischen theoretischen Verteilungen von R_P , R_{Sh} und L_{bulk} aufgezeigt werden. Beispiele an gemessenen Zellen bzw. Ausgangsmaterial sind in Kapitel 7 und 8 zu finden.

3.5.1 Leckströme und Shunts

Wie bereits in Kapitel 3.4.2 gezeigt wurde, bringt die Häufigkeitsverteilung des Parallelwiderstands R_P keine zusätzlichen Informationen relativ zum eindimensionalen Modell. Jedoch ist bei lokalen ohmschen Shunts die Position relativ zur Metallisierung von entscheidender Bedeutung. Dies wurde mithilfe des Netzwerksimulators CIRCUS von J. Dicker und dem Autor dieser Arbeit detailliert untersucht [DIW01]. Variiert man den Abstand eines Shunts, der einen konstanten nominellen Widerstandswert $R_{P, Norm}$ zwischen Basis und Emitter hat, von der Metallisierung und nimmt den FF -Verlust als Maß für die effektive Stärke des Shunts, so stellt man fest, daß mit zunehmendem Abstand der Shuntposition von der Metallisierung der FF -Verlust abnimmt. Die Steigung dieser Kurve ist nahe an der Vorderseitenmetallisierung groß und wird mit zunehmendem Abstand kleiner. Dies ist auf den zunehmenden Serienwiderstand, verursacht durch den Emitterschichtwiderstand R_{Sh} , zurückzuführen, der den lokalen Defekt abschirmt. Abb. 3.17 zeigt, daß das Modell eines effektiven Shuntwiderstands $R_{P, eff}$, der aufgrund des abschirmenden Emitterschichtwiderstands abhängig von der Position des Shunts ist, eine sehr gute Beschreibung der FF -Verluste erlaubt. Eine einfache analytische Berechnung von $R_{P, eff}$ aus $R_{P, norm}$, R_{Sh} und der Zellgeometrie wurde in [DIW01] vorgeschlagen. Der sich ergebende Serienwiderstand wird in Abhängigkeit von der Shuntposition zwischen den Fingern berechnet und mit dem eigentlichen Shunt (sei es ein ohmscher Parallelwiderstand oder ein Leckstrom mit diodenartiger $I(V)$ -Kennlinie) in Serie geschaltet.

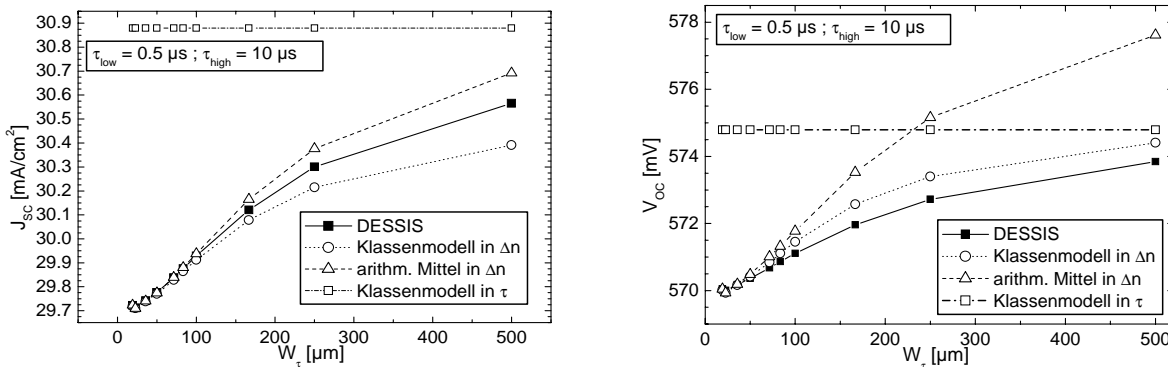


Abbildung 3.16: Vergleich des simulierten J_{SC} und V_{OC} für verschiedene Mittelungsmethoden mit den Ergebnissen einer vollen zweidimensionalen Halbleitersimulation.

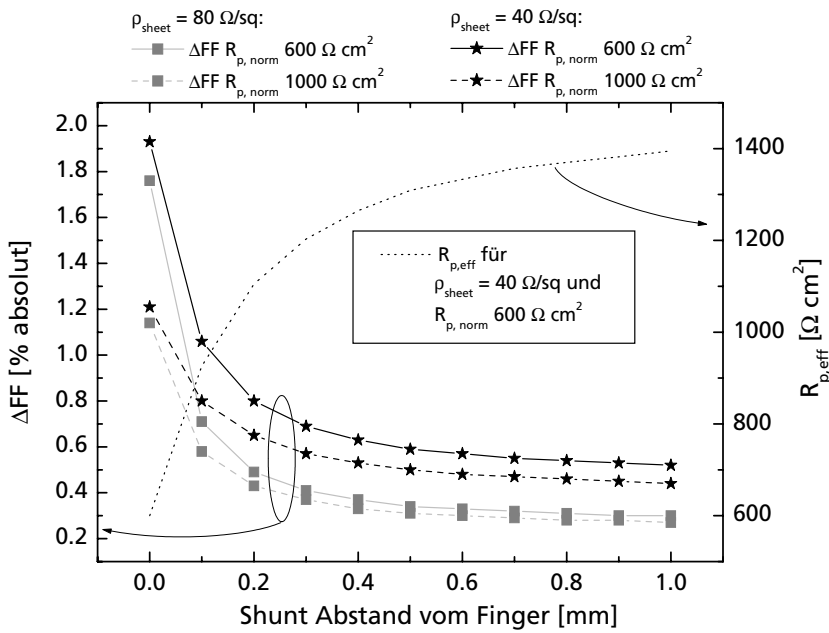


Abbildung 3.17: Netzwerksimulation eines Shunts mit konstantem $R_{P,norm}$ und variierendem Abstand der Shuntposition von den Metallisierungsfingern. Der Fingerabstand für diese Simulation betrug 2 mm. Auf der linken Achse ist der sich ergebende FF -Verlust relativ zu einer Solarzelle mit $R_P = \infty$ aufgetragen, auf der rechten Y-Achse der sich ergebende effektive Parallelwiderstand inklusive abschirmendem Serienwiderstand, wie man ihn aus einem Fit der Dunkelkennlinie extrahieren würde.

Somit ist auch für den Fall einer Shunt-Verteilung auf der Solarzelle ein vereinfachendes Modell gefunden, das eine eindimensionale Simulation mit korrigierten Werten für R_P ermöglicht. Untersucht man mit dieser Methode und mit CIRCUS verschiedene Shuntpositionen, so findet man zum Beispiel, daß für die untersuchte industrielle Solarzellenstruktur ein Shunt mit einem nominellen $R_{P,norm}$ von $730 \Omega cm^2$ unter der Metallisierung genauso schädlich ist wie ein Shunt mit $R_{P,norm} = 100 \Omega cm^2$ in der Ecke der Solarzelle. Es bleibt anzumerken, daß die in Kapitel 4.4 dargestellte Methode der Dunkel-Thermographie Shunts bereits mit ihrem abschirmenden Serienwiderstand, also $R_{P,eff}$, mißt.

3.5.2 Emitterschichtwiderstände

Da es relativ schwer ist, „typische“ Grenzen für die Breite der Häufigkeitsverteilung von Schichtwiderständen anzugeben, soll hier anhand eines Beispiels mit relativ inhomogenem Emitterschichtwiderstand der Einfluß auf die Solarzellenparameter aufgezeigt werden. Hierzu wurde Probe 2 aus der in Kapitel 6.7 ausführlich diskutierten Charge 37 gewählt. Diese weist mit einer Standardabweichung des Schichtwiderstands, die ca. 23% des Mittelwerts von R_{Sh} entspricht, eine besonders breite Verteilung auf und stellt somit eine Obergrenze des zu erwartenden Einflusses der Häufigkeitsverteilung von R_{Sh} auf die Zellparameter dar.

Verwendet man einen Ausschnitt von ca. $96 \times 96 mm^2$ aus dieser Probe, um Meßpunkte, die auf dem Probenhalter liegen, auszuschließen, so ergibt sich die in Abb. 3.18 gezeigte Häufigkeitsverteilung des Emitterschichtwiderstands. In Tabelle 3.2 sind die sich hieraus ergebenden, mit dem arithmetischen, dem harmonischen und dem gewichteten Mittel berechneten, durchschnittlichen Schichtwiderstände aufgelistet. Zusätzlich wurde noch eine Zeile „Sollwert“ eingefügt. In dieser ist der Schichtwiderstand, der auf der relativ homogenen Fläche in der Probenmitte gemessen wurde und dem Zielwert der Diffusion entspricht, angegeben. Diese Zeile wurde eingefügt, um die Unterschiede im ermittelten durchschnittlichen Wert von R_{Sh} , die sich aufgrund der verschiedenen Mittelungsverfahren ergeben, quantitativ in Bezug zu den Unterschieden in R_{Sh} zu setzen, die aus der Inhomogenität der Emittendiffusion resultieren. Für das gewichtete Mittel wurde das

in Kapitel 3.4.3 vorgestellte industriennahe Solarzellenmodell mit $S_{front} = 5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ verwendet. Dieses Modell war ebenfalls Grundlage für die Berechnung der in Tabelle 3.2 angegebenen Zellparameter. Tabelle 3.2 zeigt, daß die Wahl des Mittelungsverfahrens vernachlässigbar geringe Auswirkungen auf die Zellparameter hat und somit auf die relativ aufwendige Anwendung des gewichteten Mittels verzichtet werden kann. Da in den meisten Fällen das harmonische Mittel die beste Näherung an das gewichtete Mittel darstellt, bietet es sich an, dieses für die Mittelung von Emitterschichtwiderständen zu verwenden, jedoch können auch mit dem arithmetischen Mittel sehr gute Ergebnisse erzielt werden.

Die Abweichung vom Sollwert des Emitters hat einen etwas größeren Einfluß auf die Zellparameter als das Mittelungsverfahren, jedoch belaufen sich im untersuchten Beispiel die Änderungen durch Abweichung vom Sollwert immer noch nur auf ca. 0.2 mA/cm^2 im Kurzschlußstrom und 0.1% absolut im Wirkungsgrad. Sie sind somit klein und innerhalb der Grenzen jedes experimentellen Meßfehlers.

Aus den hier dargestellten Untersuchungen muß die Schlußfolgerung gezogen werden, daß der Einfluß von inhomogenen Emitterschichtwiderständen im Wesentlichen in den in Kapitel 3.4.3 eingangs erwähnten technologischen Problemen, wie z.B. Shunts und Kontaktierungsproblemen, zu suchen ist. Die aufgrund eines inhomogenen Schichtwiderstands aus physikalischen Gründen resultierende Variation der elektrischen Parameter der Solarzelle spielt demgegenüber nur eine untergeordnete Rolle. Aus diesem Grund ist zwar die Untersuchung und Verringerung von Inhomogenitäten in R_{Sh} von großer praktischer Bedeutung, für die Simulationen von Solarzellen werden Inhomogenitäten im Schichtwiderstand jedoch nur in seltenen Ausnahmefällen eine wichtige Rolle spielen.

3.5.3 Diffusionslängenverteilungen

Dieses Kapitel soll eine quantitative Vorstellung des Einflusses von Diffusionslängenverteilungen auf die Solarzellenparameter geben. Zu diesem Zweck wurden Simulationen mit verschiedenen Breiten der Diffusionslängenverteilung durchgeführt. Die zugrunde gelegten Verteilungen entsprechen mit einer geringfügigen Änderung den von Mijnaerends [MJS94] vorgeschlagenen Ver-

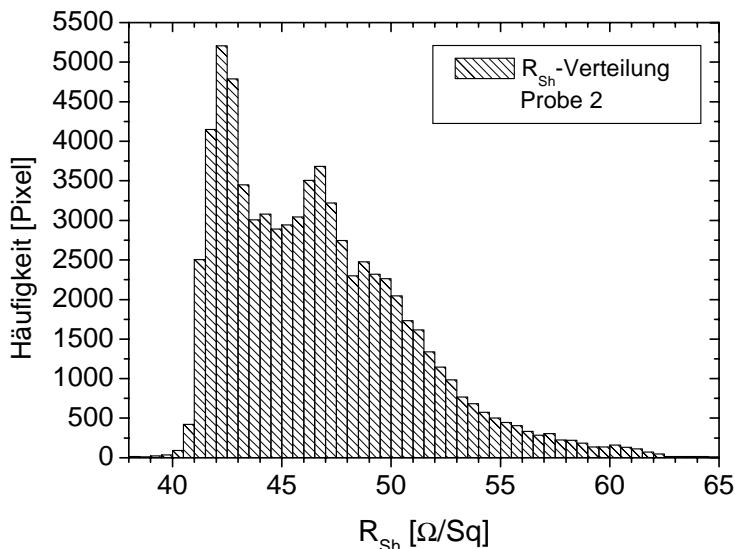


Abbildung 3.18: Häufigkeitsverteilung des Schichtwiderstands für Probe 2 aus Charge 37, die einen stark inhomogenen Emitterschichtwiderstand aufweist.

Tabelle 3.2: Aus der Häufigkeitsverteilung des Schichtwiderstands von Probe 2, Charge 37 berechnete Mittelwerte von R_{Sh} und daraus resultierende Solarzellenparameter für ein industrienahes Solarzellenmodell. Es wurde das Solarzellenmodell aus Kapitel 3.4.3 mit $S_{front} = 5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ verwendet.

	R_{Sh} Ω/\square	J_{SC} mA/cm^2	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
Sollwert	40.6	32.58	625.9	82.58	16.84
arithm. Mittel	47.1	32.78	626.2	82.48	16.93
harm. Mittel	45.9	32.75	626.2	82.50	16.92
gew. Mittel bei 0 V	45.9	32.75	-	-	-
gew. Mittel bei V_{MPP}	45.3	-	-	82.46	16.91
gew. Mittel bei V_{OC}	46.3	-	626.2	-	-

teilungen, da diese die L_{bulk} -Verteilung in Solarzellen gewöhnlich besser repräsentieren als die Gaussverteilung:

$$f(L_{bulk}) = \sum_i A_i (2L_{bulk}/\sigma_i^2) \cdot \exp\left(- (L_{bulk} - L_0)^2 / \sigma_i^2\right) . \quad (3.10)$$

Die Summe über den Index i ermöglicht die Beschreibung von Verteilungen mit mehreren Peaks, wie sie manchmal in multikristallinem Silizium gefunden werden [Sut98]. Die Zelltechnologie entspricht wiederum einem typischen Laborprozeß mit $300 \mu\text{m}$ dicken multikristallinen Scheiben.

Der Einfluß der Verteilungsbreite auf die verschiedenen Zellparameter ist für das Beispiel einer durchschnittlichen arithmetischen Diffusionslänge von $L_{arithm} = 142 \mu\text{m}$ in Abb. 3.19 gezeigt. Der Einfluß auf den Füllfaktor ist gering, da dieser primär durch ohmsche Verluste und Rekombination in der Raumladungszone limitiert ist. Diese beiden Effekte haben keine direkte Korrelation mit der $Volumendiffusionslänge$. Rekombination in der Basis und in der RLZ sind jedoch beide von der Materialqualität abhängig, weshalb eine indirekte Verknüpfung möglich erscheint. Da es hierüber jedoch keine gesicherten quantitativen Erkenntnisse gibt, wurde eine solche Verknüpfung in diesen Simulationen auch nicht berücksichtigt. Die starke Abhängigkeit des Kurzschlußstroms J_{SC} von der Verteilungsbreite dokumentiert einmal mehr die Beobachtung, daß selbst kleine Bereiche niedriger Lebensdauer bzw. geringer Dichte der freien Überschlußladungsträger einen starken Einfluß auf den Kurzschlußstrom der gesamten Solarzelle haben können.

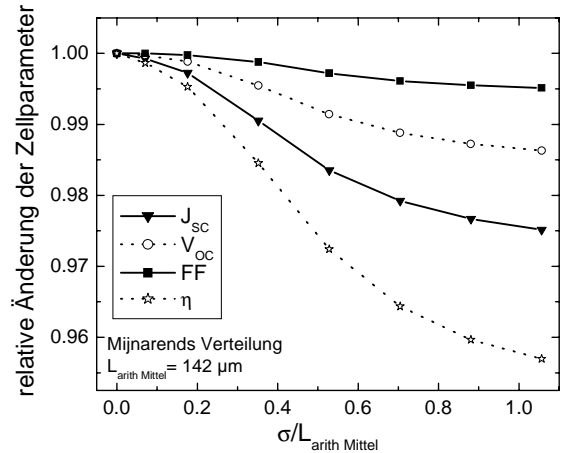


Abbildung 3.19: Einfluß der Breite der Diffusionslängenverteilung auf die Parameter einer Solarzelle.

In einem zweiten Vergleich wurde die Mijnaernds-Verteilung aus Gl. 3.10 mit der Gaussverteilung sowie der Einfluß der Verteilungsbreite bei verschiedenen durchschnittlichen Diffusionslängen verglichen. Die Ergebnisse für J_{SC} sind in Abb. 3.20 dargestellt. Man sieht deutlich, daß der Einfluß der Verteilungsbreite bei der Gaussverteilung viel stärker ist als bei der Diffusions-

längenverteilung nach Mijnaerends. Dies kann durch den starken Einfluß der Bereiche niedriger Diffusionslängen auf den globalen Kurzschlußstrom erklärt werden: In der Mijnaerendsverteilung sind durch den zusätzlichen multiplikativen Faktor L_{bulk} in Gl. 3.10 relativ zur Gaussverteilung weniger Bereiche besonders schlechter Diffusionslängen vorhanden. Somit fällt deren Einfluß geringer aus, und J_{SC} wird durch zunehmende Verteilungsbreite nicht so stark reduziert wie in einer Verteilung nach Gauss. Die Simulation zeigt die Wichtigkeit der Bereiche niedriger Lebensdauern bzw. Diffusionslängen für das Solarzellenergebnis nochmals deutlich auf. Bei der Prozessierung von multikristallinem Material sollte deshalb insbesondere Wert auf die Verbesserung der Bereiche *niedriger* Lebensdauer gelegt werden. Die Verbesserung von Bereichen mittlerer und hoher Lebensdauer hat im Vergleich nur untergeordnete Bedeutung.

In Abb. 3.20 kann man außerdem sehen, daß der Einfluß der Verteilungsbreite bei kleinen Diffusionslängen größer ist als bei Zellen mit hoher durchschnittlicher Diffusionslänge. Bei großen Diffusionslängen beginnen andere Designparameter den Kurzschlußstrom und das Zellergebnis zu limitieren, die Bedeutung der Diffusionslänge und somit auch ihrer Verteilungsbreite nimmt ab. Bei kleinen Diffusionslängen ist die Zelle jedoch wesentlich durch L_{bulk} limitiert. Somit nimmt auch der Einfluß der Verteilungsbreite dieses dominanten Parameters zu. Dieser Unterschied entspricht auch der (eindimensionalen) $J_{SC}(L_{bulk})$ -Abhängigkeit: Bei kleinen Diffusionslängen ist die $J_{SC}(L_{bulk})$ -Kurve sehr steil, bei großem L_{bulk} wird sie zunehmend waagrecht. Im Fall sehr großer Diffusionslängen ist die Anwendung des Klassenmodells auf L_{bulk} nicht sehr sinnvoll, da die Zelle dann vermutlich durch andere Parameter limitiert wird. Eine Ausnahme könnte eine Diffusionslängenverteilung darstellen, die zwar ganz überwiegend aus sehr großen Werten für L_{bulk} besteht, jedoch einen (kleinen) Anteil extrem geringer Diffusionslängen aufweist. In diesem seltenen Fall muß das Klassenmodell angewendet werden um den Einfluß dieses kleinen Bereichs auf die Gesamtsolarzelle korrekt zu simulieren.

Im Allgemeinen sollte das Klassenmodell — wenn möglich — immer auf den das Zellergebnis limitierenden Parameter angewendet werden.

Beispiele des Einflusses real gemessener Lebensdauer- und Diffusionslängenverteilungen finden sich in Kapitel 7 und 8.

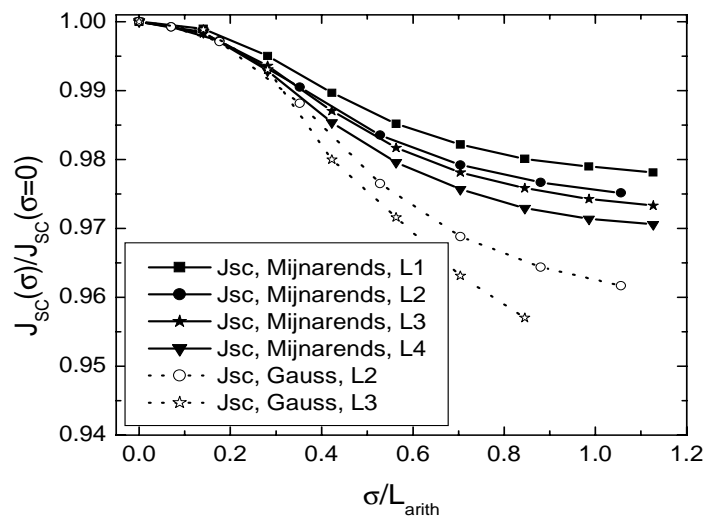


Abbildung 3.20: Einfluß des Typs der Diffusionslängenverteilung und des arithmetischen Mittels der Lebensdauer auf J_{SC} . L1 bis L4 entsprechen einem arithmetischen Mittel der Diffusionslängenverteilung von $L1 = 213\mu\text{m}$, $L2 = 142\mu\text{m}$, $L3 = 71\mu\text{m}$ und $L4 = 35.5\mu\text{m}$.

3.6 Zusammenfassung

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wurde der prinzipielle Ablauf einer Simulation von Solarzellen und mögliche alternative Vorgehensweisen bei den einzelnen Simulationsschritten dargestellt. Mit der mehrdimensionalen Halbleitersimulation DESSIS, der eindimensionalen Halbleitersimulation PC1D und dem in Zusammenarbeit mit J. Dicker erstellten Netzwerksimulator CIRCUS wurden die wichtigsten in dieser Arbeit verwendeten Simulationswerkzeuge beschrieben. In Kapitel 3.3 wurde, darauf aufbauend, die praktische Vorgehensweise bei der Erstellung eines eindimensionalen Modells eines vorgegebenen Solarzellenprozesses mit PC1D erläutert.

In Kapitel 3.4 wurde das in dieser Arbeit entwickelte Klassenmodell vorgestellt. Mit seiner Hilfe ist es möglich, die Häufigkeitsverteilung *eines* orts aufgelöst gemessenen Parameters in eine eindimensionale Simulation, z.B. mit PC1D, einzubringen. Grundsätzliche Idee ist es dabei, geeignete Wichtungsfunktionen zu bestimmen, mit denen anstelle des arithmetischen oder harmonischen Mittels ein gewichteter Mittelwert eines gemessenen Parameters bestimmt wird. Dabei spiegelt die Wichtungsfunktion den Einfluß der Variation dieses Parameters auf die Solarzellenparameter wieder. Ist in der Häufigkeitsverteilung eines Parameters die wesentliche Information über die Inhomogenität dieses Parameters enthalten, so bietet das Klassenmodell die Möglichkeit, aufwendige mehrdimensionale Simulationen zu umgehen.

Nach einer kurzen Einführung in die Theorie des Klassenmodells wurde die Anwendbarkeit des Modells für die Parameter Parallelwiderstand R_P , Emitterschichtwiderstand R_{Sh} und Volumenlebensdauer τ_{bulk} exemplarisch untersucht.

Für den Parallelwiderstand stellte sich heraus, daß das Klassenmodell zwar anwendbar ist, die Häufigkeitsverteilung von R_P jedoch keine weiteren Informationen relativ zu einer eindimensionalen Simulation liefert. Erst eine Netzwerksimulation, bei der die Positionen der Shunts berücksichtigt werden, verbessert die eindimensionale Simulation.

Für Emitterschichtwiderstände wurde gezeigt, daß das Klassenmodell ebenfalls anwendbar ist. Jedoch stellte sich heraus, daß die Häufigkeitsverteilung eines Emitterschichtwiderstands nur einen minimalen Einfluß auf die Zellparameter hat. Der wesentliche Einfluß eines inhomogenen Emitters liegt vielmehr in den daraus resultierenden technologischen Problemen, wie z.B. in Kurzschlüssen über den pn-Übergang und in erhöhtem Kontaktwiderstand am Metall-Halbleiter-Übergang.

Bei der Volumenlebensdauer sind sowohl die Häufigkeitsverteilung als auch die relative Anordnung von Regionen hoher und niedriger Lebensdauer zueinander relevant, nicht jedoch die Anordnung relativ zur Metallisierung der Zelle. Es wurde eine effektive Volumenlebensdauer definiert, die bis auf einen konstanten Faktor der freien Überschußladungsträgerdichte Δn entspricht. ferner wurde gezeigt, daß die Häufigkeitsverteilung dieser Größe alle Effekte einer Lebensdauerverteilung mit hinreichender Genauigkeit beschreibt. Da die effektive Volumenlebensdauer die Größe ist, die z.B. auch mit der CDI (siehe Kap. 5.3) gemessen wird, bietet das Klassenmodell eine vollständige Möglichkeit orts aufgelöste Lebensdauermessungen in eindimensionale Simulationen zu integrieren. Entsprechende Wichtungsfunktionen wurden berechnet, und es wurde gezeigt, daß eine Verwendung des arithmetischen Mittels in eindimensionalen Simulationen häufig zu einer signifikanten Überschätzung der Zellparameter führt, die bei Verwendung des Klassenmodells vermieden werden kann.

Kapitel 4

Charakterisierung von Verlustströmen

4.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden experimentelle Methoden und Auswerteverfahren zur Charakterisierung von parasitären Leckströmen über den pn-Übergang einer Solarzelle vorgestellt.

Nach einem kurzen Überblick über die Möglichkeiten der Analyse von Leckströmen und Leistungsverlusten aus der Hell- und Dunkelkennlinie in Kapitel 4.2, die im Wesentlichen auf einer Anwendung des eindimensionalen 2-Dioden-Modells (Kap. 2.4.2) beruhen, wird auf die orts aufgelöste Analyse mittels Thermographie detailliert eingegangen.

Die Kombination eines Thermographie-Systems und einer Rauschunterdrückung mit einem Lock-In-Verfahren ist inzwischen ein weit verbreitetes und effektives Mittel zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung geworden. Dieses Prinzip wurde unter anderem von Kuo et al. zur Detektion von Mikrorissen in Kupferfolien, abgeschieden auf Polyimid Substraten [KAHT89], und von Balageas et al. zur Charakterisierung der räumlichen Verteilung von elektromagnetischen Feldern in dünnen photothermischen Filmen [BLD93] angewendet. Busse et al. haben dieses Meßprinzip erstmals zur Materialprüfung mit Lock-In und einer im infraroten Spektralbereich sensitiven CCD-Kamera verwendet [BWK92].

Zunächst wird in Kapitel 4.3 die Grundidee von Lock-In-Thermographie zur Detektion von Leckströmen dargestellt. In Kapitel 4.4 wird dann das Standardverfahren der (Dunkel-)Lock-In-Thermographie (DTG), das von O. Breitenstein am MPI Halle aus den bestehenden Meßverfahren speziell für die Charakterisierung von Verlustströmen in Solarzellen entwickelt wurde ([BL98, BL02, BL03]), dargestellt. Ein entsprechendes System wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit am Fraunhofer ISE, basierend auf dem kommerziell erhältlichen Infrarot-Lock-In-System TDL 384 der Thermosensorik GmbH, Erlangen, aufgebaut. Anhand von Anwendungsbeispielen wird die Mächtigkeit dieser Methode bei der Prozeßkontrolle demonstriert. In Kapitel 4.5 wird eine im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Abwandlung dieses Verfahrens, die sogenannte Hell-Thermographie (HTG) vorgestellt, die deutlich näher an den realen Betriebsbedingungen einer Solarzelle arbeitet und somit bessere quantitative Aussagen über die Leistungsverluste in Solarzellen ermöglicht. Auch hier demonstrieren Anwendungsbeispiele die Aussagekraft der Methode für die industrielle Prozeßkontrolle.

4.2 Globale Charakterisierung mittels Hell- und Dunkelkennlinie

Typischerweise erfolgte bisher eine Charakterisierung der Verlustströme in Solarzellen nur als globale, über die Solarzelle gemittelte Größe. Hierzu werden die gemessenen Hell- und / oder Dunkelkennlinien der Solarzelle ausgewertet. Aus dem Fit der gemessenen Dunkelkennlinie können, wie in Kapitel 2.4.2 gezeigt wurde, die globalen Parameter R_S , R_P , I_{01} und I_{02} gewonnen werden. Je nach Art der Anpassung können dabei die Diodenidealitätsfaktoren n_1 und n_2 konstant gehalten oder ebenfalls als anpassbare Parameter verwendet werden. In Kapitel 2.6 wurde gezeigt, daß insbesondere der aus dem Dunkelfit erhaltene Wert für R_S fehlerhaft sein kann und eine bessere Möglichkeit zur Bestimmung des Serienwiderstandes vorgestellt.

Aus den erhaltenen Parametern können Rückschlüsse sowohl auf mögliche Ursachen als auch auf zu erwartende Auswirkungen auf Zellparameter gezogen werden. Eine sehr hilfreiche Übersicht hierzu findet sich auf Seite 29 in [Glu95].

Häufig ist jedoch diese eindimensionale Beschreibung der Verlustströme und Verlustmechanismen in Solarzellen nicht hinreichend, so daß eine mehrdimensionale Beschreibung und Messung notwendig wird. Als Beispiele hierfür seien nur der in Kapitel 2.6 angesprochene Unterschied zwischen $R_{S,light}$ und $R_{S,dark}$ sowie Beiträge zu I_{02} aus Schädigungen der Raumladungszone in multikristallinem Silizium im Vergleich zu Rekombination am offenen Rand der Solarzelle [HDW⁺03] zu nennen.

Thermographie, die in ihren verschiedenen Varianten im Folgenden vorgestellt wird, hat für diese mehrdimensionalen Fälle große Fortschritte in der experimentellen Charakterisierung von Solarzellen ermöglicht.

4.3 Ortsaufgelöste Charakterisierung: Lock-In-Thermographie

4.3.1 Grundidee

Legt man an eine Solarzelle eine Spannung an, so fließt durch sie ein Strom. Dieser ist an den Stellen am größten, an denen sich Defekte befinden, die zu einem erhöhten Leckstrom über den pn-Übergang führen (sogenannte „Shunts“). Diese Verlustströme über den pn-Übergang können diverse Ursachen haben. Einerseits sind kristallographische Störungen, die aufgrund von Störstellenniveaus zu erhöhten Rekombinationsströmen entweder in der Basis bzw. dem Emitter (I_{0b} und I_{0e}) oder aber direkt in der Raumladungszone (I_{02}) führen, eine typische Ursache für lokal erhöhte Leckströme. Andererseits ist eine Vielzahl der detektierten „Shunts“ technologisch induziert. Als Beispiele seien hier nur Randshunts aufgrund ungewollter Kurzschlüsse eines über den Rand gelaufenen Emitters mit dem Rückseitenkontakt und lokale Kurzschlüsse im pn-Übergang aufgrund von überfeuerten Kontakten genannt.

Lokale Leckströme führen zu Leistungsverlusten, durch die sich die Solarzelle lokal erwärmt. Die prinzipielle Idee von Thermographie zur Solarzellencharakterisierung ist, diese inhomogene Erwärmungen der Solarzelle mit einer Infrarotkamera mit guter Ortsauflösung zu detektieren. Da jedoch die durch Leckströme verursachten Temperaturunterschiede sehr klein sind und typischerweise in der Größenordnung von $100 \mu K$ bis $1 mK$ liegen, ist eine direkte Detektion mit einer CCD-Kamera bisher noch nicht möglich. Um die Sensitivität der Messung zu erhöhen ist der Einsatz eines Lock-In-Systems zur Rauschunterdrückung und eine entsprechend gepulste An-

regung notwendig. Damit können NETDs (Noise equivalent temperature difference) von minimal ca. $10 \mu K$ erreicht werden [BLA⁺00]. Da die Leistungsdissipation und damit die Erwärmung an den Orten lokaler Shunts periodisch erfolgt, stellt sich kein statisches Temperaturfeld $\Delta T(x, y, t)$ an der Zelloberfläche ein; vielmehr breiten sich periodische Wärmewellen über die Zelle aus, die mithilfe des Lock-In analysiert werden. In den nächsten Abschnitten wird diese Ausbreitung von Wärmewellen näher untersucht, bevor das konkret realisierte Meßsystem und Auswertemethoden diskutiert werden.

4.3.2 Ausbreitung thermischer Wellen

Zunächst soll als einfachster Fall das Temperaturfeld eines Punktshunts betrachtet werden. Da die Temperaturerhöhung $\Delta T(x, y, t)$ superpositionierbar ist, kann jede beliebige andere örtliche Verteilung von Leckströmen aus den sich für einen punktuellen Leckstrom ergebenden Formeln durch Integration hergeleitet werden. Fließt über einen lokalen Shuntdefekt bei von außen angelegter Spannung V ein Leckstrom I_{sh} , so wird die Leistung $P_{sh} = V I_{sh}$ als Wärme in den Kristall eingebracht und ist als Temperaturerhöhung an der Oberfläche der Solarzelle meßbar.

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \frac{P_{sh}}{\tilde{V} \rho c_p} \quad (4.1)$$

Dabei stellen T die Temperatur und t die Zeit dar, während die Materialparameter durch die Dichte ρ , das betrachtete Volumen \tilde{V} und die spezifische Wärmekapazität c_p gegeben sind. Durch Wärmeleitung (thermische Diffusion) ergibt sich hieraus ein Temperaturfeld $\Delta T(x, y, z, t)$, das durch die Wärmeleitungsgleichung [CJ59]

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 \Delta T + A(x, y, z, t) \quad (4.2)$$

bestimmt wird, wobei $A(x, y, z, t)$ die Wärmequelle(n) im Festkörper darstellt.

Da bei Thermographieuntersuchungen in aller Regel Frequenzen verwendet werden, bei denen die thermische Diffusionslänge (zur Definition siehe Gl. 4.4 und zugehörigen Text) Λ groß im Vergleich zur Zelldicke d ist, können die untersuchten Solarzellen als thermisch dünn betrachtet werden. Für eine Zelle, die als adiabatisch gehalten und unendlich ausgedehnt in x - und y -Richtung, aber mit Dicke d angenommen wird, geht kein Wärmefluß über die Oberflächen nach außen. Zur Berechnung dieses Falls schlagen Breitenstein et al. [BL03] das Prinzip der Spiegelquellen vor. Liegt eine ideale punktförmige Wärmequelle P in einem Abstand z_o unterhalb der Zelloberseite, so setzt man eine virtuelle Spiegelquelle P_o gleicher Stärke in denselben Abstand z_o oberhalb der Zelloberseite. Dadurch wird erreicht, daß an der Zelloberfläche der Wärmestrom keine Komponente senkrecht zur Grenzfläche besitzt. Für die Unterseite der Zelle muß P ebenso eine Spiegelquelle P_u erhalten. Da die Zelle jedoch dünn ist, müssen sowohl P_o an der Zellunterseite und P_u an der Zelloberseite wiederum gespiegelt werden. Dies ergibt P'_u, P''_u usw. und analog für P_o . Es entsteht eine unendliche Linie von punktförmigen Spiegelquellen senkrecht zur Zelle, so daß schlußendlich nur noch Wärmeflüsse radial von dieser Linie ausgehen und das dreidimensionale Problem auf ein zweidimensionales, zylindersymmetrisches Problem reduziert ist. Somit können Zylinderkoordinaten eingeführt werden und $\Delta T(r, t)$ ist nur noch vom radialen Abstand r des betrachteten Punkts von der Wärmequelle und der Zeit t abhängig. Eine Lösung des Problems für eine periodisch angelegte Spannung V und somit einen periodisch oszillierenden Leckstrom $I_{sh}(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ findet man in [CJ59]. Hierfür wurden als Randbedingungen

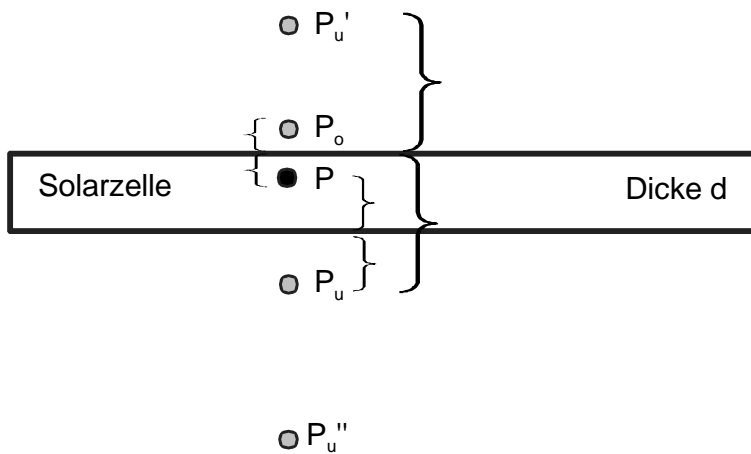


Abbildung 4.1: Spiegelquellen einer punktförmigen Wärmequelle P nahe der Oberfläche einer Solarzelle.

angenommen, daß für $r \rightarrow +\infty$ die Lösung verschwindet und für $r = 0$ sich die Temperatur periodisch mit der Kreisfrequenz ω und der Amplitude A ändert. Man erhält als Lösung eine stark gedämpfte ebene Welle in r -Richtung, die durch eine Linearkombination der Besselfunktionen I_0 und K_0 beschrieben wird. Die Randbedingung, daß die Lösung im Unendlichen verschwindet, reduziert die Lösung auf eine Kombination der sogenannten Kelvin-Funktionen $ker(x)$ und $kei(x)$:

$$\begin{aligned} \Delta T(r, t) &= AK_0 \left(r \sqrt{\frac{i2\pi c_p \rho f}{\lambda}} \right) e^{i2\pi ft} \\ &= A \left(ker \left(\frac{r\sqrt{2}}{\Lambda} \right) + ikei \left(\frac{r\sqrt{2}}{\Lambda} \right) \right) e^{i2\pi ft} \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\text{mit } \Lambda = \sqrt{\frac{2\lambda}{2\pi \rho c_p f}}. \quad (4.4)$$

Die $ker(x)$ -Funktion stellt den Realteil Re , die $kei(x)$ -Funktion den Imaginärteil Im der Lösung dar, der Betrag der Lösung wird über $|\Delta T| = \sqrt{Re^2 + Im^2}$ errechnet. Die für diese Lösung charakteristische Größe Λ wird auch als *thermische Diffusionslänge* bezeichnet. In der Distanz Λ von der punktförmigen Wärmequelle ist die Amplitude auf A/e gesunken, für $r \gg \Lambda$ wird die Amplitude vernachlässigbar klein. Eine Probe, die eine Dicke $d \gg \Lambda$ aufweist, bezeichnet man daher auch als thermisch dick, bei $d \ll \Lambda$ spricht man von einer thermisch dünnen Probe. Zu beachten ist, daß Λ proportional zu $1/\sqrt{f}$ ist. Für Silizium beträgt die thermische Diffusionslänge für eine Frequenz von 3 Hz ungefähr 3 mm . Die Lösung für $\Lambda = 3 \text{ mm}$ und $A = 1$ ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der Realteil divergiert näherungsweise wie $-\ln(r/2)$ für $r \rightarrow 0$, der Imaginärteil geht gegen den endlichen Wert $-\pi/4$. Ein negativer Wert in den Teilfunktionen kann auftreten, da nach einer Einschwingphase im Durchschnitt einer Periode genausoviel Wärme an die Umgebung abgegeben wie in die Solarzelle eingebracht wird.

4.3.3 Korrelationsfunktionen und Phasen

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit der Messung wird ein Lock-In-System benötigt. Somit muß, um von der in Gl. 4.3 beschriebenen zeitlichen Temperaturänderung an einem Punkt zum Thermographiesignal zu gelangen, eine Korrelationsfunktion verwendet werden. Bei dem in dieser

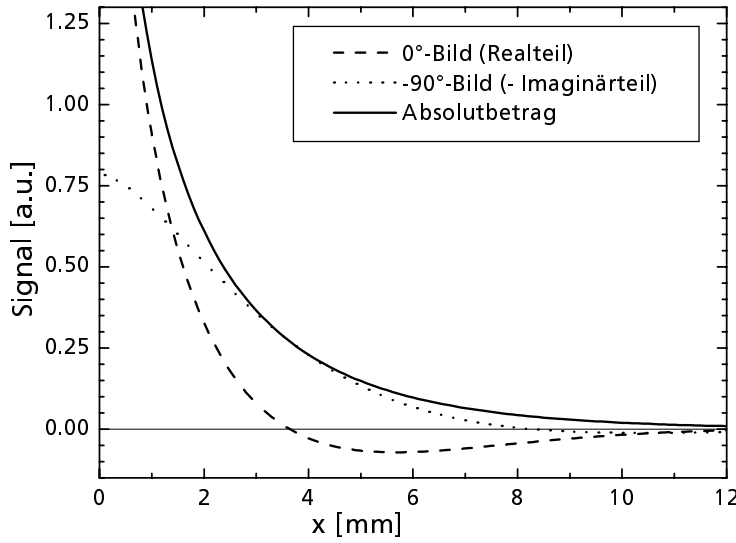


Abbildung 4.2: Abbildung des Betrags, des Real- und des Imaginärteils der Lösungsfunktion für $\Lambda = 3 \text{ mm}$.

Arbeit verwendeten System TDL 384 der Firma Thermosensorik GmbH [The00] werden bei jeder Messung parallel zwei verschiedene, frei wählbare Korrelationsfunktionen verwendet. Es hat sich als sinnvoll erwiesen, die Funktionen K_{0° und K_{-90° zu wählen:

$$K_{0^\circ}(t) = \frac{\pi}{2} \sin(2\pi ft) \quad (4.5)$$

$$K_{-90^\circ}(t) = -\frac{\pi}{2} \cos(2\pi ft) . \quad (4.6)$$

Das Thermographiesignal ergibt sich dann zu

$${}^{0^\circ}\text{Bild}(x, y) = f \int_0^{1/f} T(x, y, t) K_{0^\circ}(t) dt \quad (4.7)$$

$${}^{-90^\circ}\text{Bild}(x, y) = f \int_0^{1/f} T(x, y, t) K_{-90^\circ}(t) dt . \quad (4.8)$$

Nun wird auch die Wahl von K_{0° und K_{-90° verständlich: Das Integral der K_{0° -Funktion über den Imaginärteil von Gl. 4.3 ergibt gerade 0, so daß das ${}^{0^\circ}$ Bild den Realteil von Gl. 4.3 enthält und analog das ${}^{-90^\circ}$ Bild gerade den Imaginärteil. Das ${}^{-90^\circ}$ Bild wird anstelle des ${}^{90^\circ}$ Bildes gewählt, da das ${}^{90^\circ}$ Bild im Wesentlichen negativ ist.

Die bisherigen Überlegungen basierten alle auf einer zeitlich kontinuierlich gemessenen Temperaturfunktion $T(x, y, t)$. Das verwendete Thermographiesystem macht jedoch diskrete Bilder zu bestimmten Zeitpunkten innerhalb einer Lock-In-Periode, die außerdem eine endliche zeitliche Länge haben. Die sich hieraus ergebende Problematik für CDI-Messungen wird in Kapitel 5.3.4 diskutiert. Im Gegensatz zu Ladungsträgerdichtemessungen, bei denen die Meßgröße Δn quasi ohne Zeitverzögerung der Anregung folgt, ist die Meßgröße der Thermographie (Temperaturänderung $T(x, y, t)$) träge und ändert sich auf einer Zeitskala, die der Lock-In-Frequenz entspricht (siehe Abb. 5.3.4). Deshalb ist es hier auch nicht ausreichend, wie bei der CDI-Messung die Periode soweit abzugleichen, daß der Periodenbeginn in der Totzeit zwischen zwei Bildern liegt, sondern es muß eine exakte Phasengleichheit zwischen Generation und Auswertung bzw. Korrelationsfunktion erreicht werden. Hierbei ist insbesondere die Gerätephase (Zeitverzögerung der

Elektronik) und die Phase, die sich aus der Diskretisierung der Korrelationsfunktion ergeben kann, zu berücksichtigen.

4.3.4 Korrektur von Inhomogenitäten

Um dem Benutzer ein Bild zu liefern, das erstens frei von Artefakten des Kamerasystems ist und zweitens eine gute thermische Auflösung besitzt, durchlaufen die Bilddaten verschiedene Bearbeitungsschritte. Dazu wird das unkorrigierte Detektor-Signal jedes einzelnen Pixels $D_{mess}(x, y)$ zunächst in einem Analog-Digital-Wandler mit 14 Bit digitalisiert, anschließend werden die Daten mittels einer zuvor durchgeführten Kalibrierung auf Temperaturwerte oder gegebenenfalls andere Größen, wie z.B. Ladungsträgerdichten oder Verlustleistungen, umgerechnet. Das so entstandene kalibrierte Bild durchläuft noch eine Korrektur der „toten Pixel“, bevor es zur Weiterverarbeitung gespeichert oder visualisiert wird (s.u.).

Die pro Pixel gemessenen „Digitwerte“ $D_{mess}(x, y)$ sind proportional zum lokal auftreffenden Photonenfluß $\Phi(x, y)$. Hinzu kommen die individuellen Empfindlichkeiten der einzelnen Pixel $p(x, y)$ und ein Geometriefaktor $g(x, y)$, der das effektive Sichtfeld jedes Pixels, welches durch Kaltblende und Objektiv eingeschränkt wird, berücksichtigt. Dies ergibt integral über den empfindlichen Wellenlängenbereich:

$$D_{mess}(x, y) = p(x, y)g(x, y) \int \Phi(\lambda, T) d\lambda \quad (4.9)$$

Die praktische Durchführung einer Korrektur der Inhomogenität aufgrund des Meßsystems soll am Beispiel der Temperatureichung verdeutlicht werden, prinzipiell wird sie bei jeder anderen Eichung analog durchgeführt.

Es werden zwei IR-Bilder eines schwarzen Strahlers bei unterschiedlichen Temperaturen im Bereich der später zu messenden Temperatur benutzt. Für jedes Pixel wird individuell den zwei dort gemessenen Digitwerten D_{low} und D_{high} eine Temperatur T_{low} und T_{high} zugeordnet. Bei anschließenden Messungen wird mittels

$$T_{kal} = \frac{(T_{high} - T_{low})}{(D_{high} - D_{low})} (D_{mess} - D_{low}) + T_{low} \quad (4.10)$$

dem gemessenen Digitwert $D_{mess}(x, y)$ eine Temperatur $T_{kal}(x, y)$ zugeordnet. Die Linearisierung ist gerechtfertigt, solange man in einem kleinen Temperaturintervall bleibt. Da sich die Empfindlichkeit der Pixel im Allgemeinen bei großen Temperaturunterschieden nichtlinear verhält, benötigt man für jeden Meßbereich eine eigene Kalibrierung.

Daten des Kameramoduls

Die im Meßaufbau verwendete Kamera ist eine „Focal Plain Array“-Kamera mit einem HgCdTe-Chip der Firma AIM GmbH, Heilbronn. Sie ist empfindlich im MWIR-Bereich zwischen 3.5 und 5 μm Wellenlänge und verfügt über 288 x 384 Pixel in einem 24 μm Raster. Das verwendete Objektiv ist ein IR-Objektiv mit 50 mm Brennweite. Die kleinste scharf abzubildende Fläche beträgt ca. 1.2 x 0.9 cm^2 bei einer Entfernung von ca. 10 cm und ist durch Kombination verschiedener Zwischenringe zu erreichen. Die Frequenz $f_{framerate}$, mit der der Chip ausgelesen wird, hängt von der gewählten Integrationszeit (0.2 bis 5.0 ms) ab und wird „framerate“ genannt. Des

weiteren wird sie durch den gewählten Ausschnitt des Chips bestimmt. Zur Zeit stehen 4 sogenannte „Sub-Arrays“ zur Verfügung (Vollbild, 288×288 Pixel, 256×256 Pixel und 128×128 Pixel). Üblicherweise finden nur die quadratischen Sub-Arrays Anwendung, da diese für Solarzellen die optimalen Kombinationen von Auflösung und Bildwiederholrate bieten. Die optimale Konfiguration hängt von der jeweiligen Anwendung ab und kann frei gewählt werden, wobei darauf geachtet werden muß, daß die Pixel nicht auf Grund zu langer Integrationszeit in Sättigung gehen. Die Belichtung der Pixel erfolgt im „Snapshot“-Modus, d.h. alle Pixel werden zunächst belichtet, bevor sie in einem zweiten Schritt ausgelesen werden. Die Betriebstemperatur des Chips beträgt 77 K und wird durch einen Stirling-Kühler erreicht, die Abkühlphase bis zur Betriebsbereitschaft dauert 5 - 6 Minuten. Für den stationären Zustand mit gekühltem Chip beträgt die NETD im Schnitt 17.4 mK . Für genauere Angaben zum Kameramodul siehe [Mod00].

4.3.5 Meßaufbau

Der Hauptbestandteil des Shunt-Meßplatzes ist das Lock-In-Thermographie-System CMT 384 mit Infrarot CCD-Kamera und zugehörigem Steuer- und Auswerterechner [The00]. Die zu untersuchende Solarzelle wird auf einen Meßblock montiert, kontaktiert und vertikal so im Blickfeld der Kamera positioniert, daß der gewünschte Ausschnitt der Zelle abgebildet wird (siehe Abb. 5.11). Zur Messung muß eine Anregung erfolgen, die einen Leistungsverlust in der Solarzelle hervorruft. Dies erfolgt unterschiedlich für die Fälle der Dunkel- und Hell-Thermographie. Im Falle der Dunkel-Thermographie wird an die Solarzelle (in Durchlaßrichtung) eine Spannung angelegt, die als periodisches Rechtecksignal mit $V_{high} = 0.1\text{ V}$ bis 20 V und $V_{low} = 0\text{ V}$ vom Netzteil des Thermographie-Systems ausgegeben wird. Für Solarzellen aus Silizium wird in der Regel $V_{high} \lesssim 0.7\text{ V}$ verwendet. Im Fall der Hell-Thermographie wird mit dem gleichen Rechtecksignal ein Halbleiterlaser angesteuert, so daß anstelle des rechteckigen Dunkelstroms eine rechteckförmige, gepulste Beleuchtung der Zelle mit gleichen zeitlichen Anteilen von Beleuchtung und Dunkelmessung erfolgt. Das verwendete Lasersystem und der optische Aufbau sind identisch mit dem für CDI verwendeten und in Kapitel 5.3.3 beschriebenen System. Die Wahl der Frequenz des Signals erfolgt über das Ansteuer- und Auswerteprogramm.

Das Infrarotbild der Oberfläche der Solarzelle wird von der IR-Kamera aufgenommen und, wie in Kapitel 4.3.3 beschrieben, mittels Lock-In-Technik ausgewertet. Die Ansteuerung des Netzteils, die Eingabe der Parameter und der Abgleich mit einem internen Triggersignal erfolgen durch ein kombiniertes Auswerte- und Steuerprogramm. Die Meßfrequenz wird je nach untersuchtem Objekt zwischen 0.1 Hz und ca. 32 Hz gewählt, die durchschnittliche Meßdauer beträgt 1 bis 30 Minuten. Bei der Wahl des Korrelationsfunktionenpaares $\sin/\text{-cos}$ kann eine Phasenkorrektur durchgeführt werden. Prinzipiell können in dem benutzten System jedoch beliebige, selbstdefinierte Korrelationsfunktionen verwendet werden. Eine Schemaskizze der beiden für Hell- und Dunkel-Thermographie realisierten Meßaufbauten sind in Abb. 4.10 für Hell-Thermographie und in Abb. 4.3 für Dunkel-Thermographie dargestellt.

4.4 Dunkel-Thermographie

4.4.1 Realisation

Für die Methode der Dunkel-Thermographie, wie von Breitenstein und Langenkamp [BL98] eingeführt, wird der Solarzelle ein Dunkelstrom aufgeprägt und seine lokale Verteilung thermographisch vermessen. Hierfür ist eine Spannungsquelle notwendig, die phasengleich mit dem Lock-In-System eine rechteckförmige Spannung an die Solarzelle anlegt und somit zu dem gewünschten zeitlichen Stromflußmuster führt. Bei der Realisation ist hier besonders darauf zu achten, daß eine Solarzelle eine relativ große Kapazität darstellt. Dies ist kritisch, da die Ein- und Ausschalttransienten Zeitkonstanten haben müssen, die deutlich unter $1/f_{\text{framerate}}$ liegen. Für das vorliegende System sollten Anstiegs- und Abfallzeiten von kleiner 500 ns angestrebt werden. Eine entsprechende Spannungsquelle, die die hier beschriebenen Anforderungen erfüllt, wurde bereits in dem von Thermosensorik gelieferten Lock-In-System realisiert und konnte direkt verwendet werden. Die Kontakte auf der Solarzelle wurden als 4-Punkt-Kontaktierung zur Korrektur von Serienwiderstandsverlusten in den Zuleitungen ausgelegt. Eine (vereinfachte) Skizze des realisierten Meßplatzes zeigt Abb. 4.3.

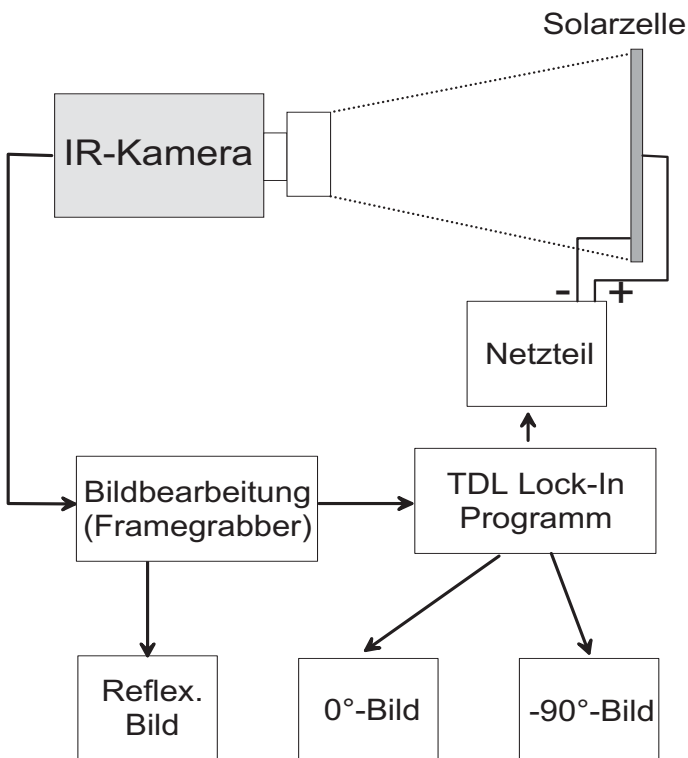


Abbildung 4.3: Skizze des realisierten Meßplatzes für Dunkel-Thermographie mit elektrischer Anregung.

4.4.2 Quantitative Auswertung

Für eine quantitative Auswertung von Dunkel-Thermographie-Messungen bietet sich die von Breitenstein und Langenkamp in [BL03] skizzierte Methode an. Hierbei wird das gemessene Infrarotbild zunächst in Temperaturdifferenzen kalibriert. Eine Betrachtung der sich theoretisch ergebenden Amplituden für verschiedene Shunttypen in Abhängigkeit von der dissipierten Leistung liefert dann den Umrechnungsfaktor in Verlustleistungen. Dieses Verfahren wird im Folgenden

mit experimentellen Details skizziert:

Die Temperatur-Kalibrierung für Dunkel-Thermographie erfolgt als Zwei-Punkt-Kalibrierung wie in Kapitel 4.3.4 beschrieben. Als Standard wurde dazu eine Heizplatte mit geschwärtzter Kupferplatte im Bereich 23°C - 26°C verwendet. Da die Heizplatte in guter Näherung einen schwarzen Strahler darstellt, geht man bei der Kalibrierung von einem Emissionsgrad $\epsilon \approx 1$ aus. Solarzellen haben jedoch in der Regel Emissionsgrade deutlich verschieden von 1, da die Metallisierungsfinger einen deutlich geringeren Emissionsgrad aufweisen und in den Zwischenräumen ϵ von der Oberflächenbeschichtung abhängen kann. Daher werden die zu untersuchenden Solarzellen mit einer im Infraroten möglichst schwarzen, dünnen Folie abgedeckt. Über einen Unterdruck wird die Folie an die Zelle angesaugt, so daß überall ein gleichmäßig guter Wärmekontakt gegeben ist. Eine dünne Folie stellt sicher, daß die thermische Masse klein im Vergleich zu der der Solarzelle ist. Es wurde eine mit schwarzem Mattlack (RAL 9017) besprühte Hostaphanfolie von ungefähr $10\ \mu\text{m}$ Dicke eingesetzt. Derselbe Lack wurde auch für die zur Kalibrierung verwendete Kupferplatte benutzt, so daß der Emissionsgrad bei Kalibrierung und Messung identisch ist. Die Kontaktierung bei Messungen mit Folie erfolgt über dünne Kontaktstreifen, die unter der Folie hindurch geführt und an die Busbars angepreßt werden. Bei ungenügendem Kontakt kann hier ein Kontaktwiderstand auftreten, der die Messung z.T. erheblich beeinflussen kann. Zur besseren Verteilung des Unterdrucks wird zwischen Meßblock und Zelle ein dünnes Kupfernetz (ca. $130\ \mu\text{m}$) eingefügt. Dieses hat außerdem den Vorteil, daß thermische Strukturen des Meßblocks, insbesondere die Ansaugkanäle, die Messung nicht beeinflussen, da ihre Wirkung auf die Probe durch die geringere Wärmeleitfähigkeit des Kupfernetzes reduziert wird und ein Homogenisierungseffekt auftritt.

Wie schon in Abschnitt 4.4.1 erwähnt, wird bei der Messung an die Solarzelle eine periodische, rechteckförmige Spannung angelegt. Dem Leistungssignal an den Wärmequellen der Solarzelle kann somit eine Amplitude P und eine Frequenz f zugeordnet werden. Folglich ist auch die von der Zelle emittierte Wärmestrahlung periodisch mit f . Jedes periodische, stückweise stetige Signal, das punktsymmetrisch zum Ursprung ist, kann in eine Fourierreihe zerlegt werden, die aus Sinusfunktionen unterschiedlicher Frequenzen besteht. Der erste Summand dieser Fourierreihe hat ebenfalls die Frequenz f . Alle weiteren Summanden stellen Oberschwingungen dar. Die Ermittlung eines Meßsignals mit der in Formeln 4.7 und 4.8 beschriebenen Korrelationsfunktion dient aber gerade dazu, nur Meßsignale mit Frequenz f auszuwerten. Dies bedeutet, daß das gemessene Signal als erster Summand der Fourierzerlegung der rechteckförmigen Wärmeabstrahlung der Solarzelle interpretiert werden kann. Das Verhältnis der Amplituden (siehe Abb. 4.4) ist

$$P_0 = \frac{2P}{\pi}. \quad (4.11)$$

Dieses Verhältnis muß bei der quantitativen Auswertung von Thermographiebildern berücksichtigt werden, wenn als Anregungsfunktion ein Rechtecksignal, als Korrelations- oder Auswerte-

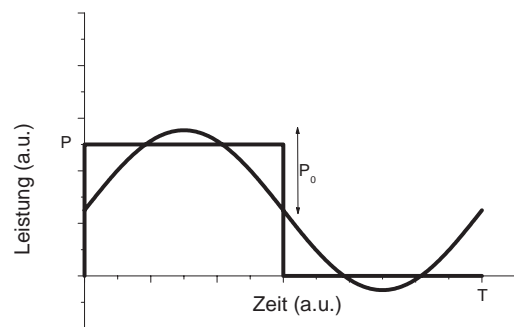


Abbildung 4.4: Aufgrund der Korrelationsfunktion des Lock-In kann man für das analytische Modell anstelle der Rechteckfunktion den ersten Summanden der Fourierreihe benutzen.

funktion jedoch eine sin- bzw. cos-Funktion verwendet werden.

Um nun aus einem gemessenen Thermographiebild, geeicht in Kelvin, die Verlustleistung verschiedener „Shunts“ zu erhalten, muß z.B. für eine punktförmige Wärmequelle eine Anpassung des 0° Bildes bzw. des -90° Bildes erfolgen. Für quantitative Auswertungen ist trotz seiner etwas geringeren Ortsauflösung häufig das -90° Bild zu bevorzugen, da es am Ort eines Punktshunts nicht divergiert, sondern gegen einen konstanten Wert geht (siehe Abb. 4.2). Dies ist besonders wichtig, da die Kamera nur mit diskreten Pixeln und somit einer endlichen Auflösung arbeiten kann. Hierdurch ergibt sich insbesondere in Bereichen, in denen die Kelvinfunktionen stark variieren, durch unerwünschte Mittelung über die Fläche eines Pixels eine erhebliche Unsicherheit. Das -90° Bild hat eine Steigung, die für $r \rightarrow 0$ gegen 0 geht, wobei r der Abstand zum Zentrum des Punktshunts ist. Somit kann das -90° Bild in der Position eines Punktshunts gut ausgewertet werden.

Eine quantitative Analyse, wie sie z.B. in [BL03] zu finden ist, ergibt für einen Punktshunt in einer thermisch dünnen, unendlich ausgedehnten Probe eine Amplitude von

$$A = \frac{P_0}{2\pi d\lambda} \quad (4.12)$$

Dabei ist A die in Gl. 4.3 eingeführte Amplitude der Kelvinfunktionen, d die Dicke der Solarzelle, λ die Wärmeleitfähigkeit und P_0 die eingebrachte Leistung gemäß Gl. 4.11.

Mit diesen Formeln ist nun für eine punktförmige Leistungssenke eine Umrechnung einer gefundenen Temperaturüberhöhung im -90° Bild für eine dünne unendlich ausgedehnte Probe in eine absolute Verlustleistung möglich. Analog lassen sich Umrechnungsfaktoren für andere Geometrien der Zone mit Leistungsdissipation errechnen. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die sich ergebenden Amplituden im 0° Bild und -90° Bild für dicke und dünne Proben, wenn die Verlustleistung in einer ausgedehnten Fläche, einer langen Linie oder an einem Punkt eingebracht wird.

Bis hierher wurde immer von einer unendlich ausgedehnten Probe ausgegangen. Häufig fließen Leckströme jedoch nahe des Rands oder sogar direkt über den Rand der Solarzelle. In diesem Fall ergeben sich andere (höhere) Amplituden als die für den gleichen Leckstrom in einer unendlich ausgedehnten Solarzelle, da der Wärmetransport in eine (oder zwei) Raumrichtungen gehemmt ist. Um diese Fälle mathematisch zu beschreiben, ist wiederum das Modell der Spiegelquellen

Tabelle 4.1: Temperatursignal von realen Verlustleistungen für verschiedene Geometrien der Fläche mit Leistungsdissipation, thermisch dicke und dünne Proben sowie das 0° Bild und das -90° Bild an der Position der Verlustleistung. Hierbei entspricht P der Verlustleistung in einem Punktshunt, p der flächenbezogenen Verlustleistungsdichte in einer ausgedehnten Fläche und p^1 der entsprechenden Liniendichte. Es wurde angenommen, daß die Verlustleistung durch ein rechteckförmiges Signal eingebracht wird, das in der einen Hälfte jeder Periode eine Verlustleistung von P , p bzw. p^1 und in der anderen Hälfte jeder Periode keine Verlustleistung zur Folge hat. D ist die Pixelgröße, über der bei Punkt- und Linienshunt gemittelt wurde (aus [BL03]).

Geometrie	thermisch dick		thermisch dünn	
	0° Bild	-90° Bild	0° Bild	-90° Bild
Punkt-Shunt	$\frac{2P}{\pi\sqrt{\pi D\lambda}}$	0	$\frac{-P}{\pi^2 d\lambda} \ln\left(\frac{D}{\sqrt{2\pi\lambda}}\right)$	$\frac{P}{4\pi d\lambda}$
Linien-Shunt	$\frac{-2p^1}{\pi^2\lambda} \ln\left(\frac{D}{2\sqrt{2}\lambda}\right)$	$\frac{p^1}{2\pi\lambda}$	$\frac{p^1}{\pi d\sqrt{4\pi\lambda f_{lock-in}\rho c_p}}$	$\frac{p^1}{\pi d\sqrt{4\pi\lambda f_{lock-in}\rho c_p}}$
Flächen-Shunt	$\frac{\sqrt{2}p}{\sqrt{2\pi f_{lock-in}\lambda c_p\rho}}$	$\frac{\sqrt{2}p}{\sqrt{2\pi f_{lock-in}\lambda c_p\rho}}$	0	$\frac{2p}{2\rho\pi^2 d c_p f_{lock-in}}$

nützlich. Um keinen Wärmefluß über den Rand einer Solarzelle zu haben, muß als Randbedingung die Ableitung von $T(x, y, t)$ senkrecht zum Rand zu jeder Zeit 0 sein. Für einen einfachen Rand kann diese Bedingung erfüllt werden, indem eine imaginäre Spiegelquelle mit gleicher Leistung symmetrisch zum Rand der Zelle angeordnet wird. Abb. 4.5 zeigt ein entsprechendes Beispiel für einen Leckstrom nahe dem Rand sowie für einen Shunt nahe der Ecke einer Solarzelle.

Wie bereits in Kapitel 4.3.2 beschrieben, ergäbe sich für eine in x-Richtung endliche Solarzelle eigentlich eine unendliche Reihe von Spiegelquellen, für eine in x- und y-Richtung endlich ausgedehnte Solarzelle sogar ein zweidimensionales Feld von unendlich vielen Spiegelquellen. Die *laterale* Ausdehnung einer Solarzelle ist jedoch normalerweise groß gegenüber der thermischen Diffusionslänge, wohingegen die in Kapitel 4.3.2 betrachtete Dicke der Solarzelle häufig klein gegenüber der thermischen Diffusionslänge ist. Somit genügt, wie in Abb. 4.5 bereits eingezeichnet, in allen praktischen Fällen die Berücksichtigung der beiden dem Ort des Verluststroms am nächsten liegenden Zellränder. Es ergeben sich bei einem nahe am Rand, jedoch fern der

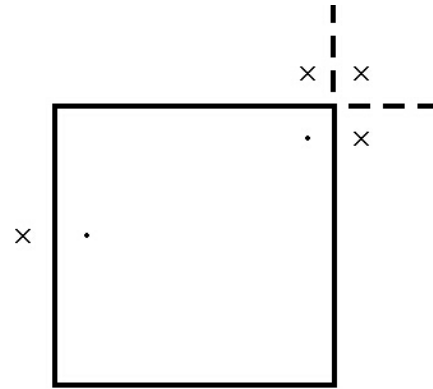


Abbildung 4.5: Wärmequellen (Punkte) und Spiegelquellen (Kreuze) für Shunts am Rand und in der Ecke einer Solarzelle.

Ecken liegenden Shunt eine Spiegelquelle und bei einem nahe einer Ecke liegenden Shunt drei notwendige Spiegelquellen. Hieraus erhält man auch unmittelbar die notwendigen Korrekturfaktoren für die Amplitude der im 0° Bild und -90° Bild gemessenen Temperaturüberhöhungen. Für einen exakt auf dem Rand einer Solarzelle, jedoch weit entfernt von den Ecken einer Solarzelle liegenden Shunt ergibt sich somit eine um einen Faktor 2 höhere Amplitude des 0° Bildes und des -90° Bildes als für einen in einer unendlich ausgedehnten Solarzelle liegenden punktförmigen Shunt mit gleichem Leistungseintrag. Für einen genau in der Ecke einer Solarzelle liegenden Shunt nimmt das Signal um einen Faktor 4 relativ zu einem Shunt in einer unendlich ausgedehnten Zelle zu.

4.4.3 Anwendungsbeispiele in der Prozeßkontrolle

Das Meßverfahren der Dunkel-Thermographie in der in den letzten Abschnitten vorgestellten Form hat sich in den vergangenen Jahren großer Beliebtheit in der Detektion und Analyse von Leckströmen in Solarzellen erfreut. Es wird zwischenzeitlich an mehreren Instituten betrieben, wobei hier für den Bereich kristalliner Silizium-Solarzellen neben dem Fraunhofer ISE das MPI in Halle und die Universität Konstanz als die wichtigsten Anwender genannt seien. In Kooperation mit anderen Instituten und der Industrie hat die Dunkel-Thermographie in einer Vielzahl von Fällen zur Aufklärung der Ursache von Leckströmen und damit von niedrigen Wirkungsgraden beigetragen (siehe z.B. [BL02, BL98, RBJ⁺02, BLA⁺00, HHS⁺01, BLM⁺00]). Auch in der Materialuntersuchung hat die Dunkel-Thermographie eine gewisse Bedeutung erlangt [BOA⁺04, LB02] konnte jedoch nie die Materialqualität ähnlich detailliert beschreiben wie z.B. Lebensdauermessungen. Ein Beispiel zur Materialuntersuchung mit Dunkel-Thermographie findet sich in Kapitel 7.4. In Kapitel 4.5 wird gezeigt, wie die Thermographiemethode in dieser Dissertation so weit verbessert wurde, daß auch Materialuntersuchungen an einzelnen Korngrenzen in multikristalli-

nem Silizium und quantitative Aussagen unter realen Betriebsbedingungen der Solarzelle möglich sind.

Im Folgenden werden zwei Beispiele präsentiert, an denen exemplarisch der Einsatz von Dunkel-Thermographie für die Prozeßentwicklung und die Detektion technologischer Probleme gezeigt werden soll. Das erste Beispiel stammt aus der Prozeßkontrolle, die für einen industriellen Projektpartner durchgeführt wurde, das zweite Beispiel aus der Entwicklung von Solarzellenprozessen für kristalline Silizium-Dünnschicht-Solarzellen am Fraunhofer ISE.

Detektion von Problemstellen in einem industriellen Solarzellenprozeß

Es wurden 15 Solarzellen einer industriellen Produktion analysiert. Die Zellen sind mit einer SiN_x Antireflexionsschicht, siebgedruckten und gefeuerten Kontakten auf $125 \times 125 \text{ mm}^2$ großen multikristallinen Siliziumscheiben gefertigt. Bereits eine globale Charakterisierung anhand der Dunkelkennliniendaten (Tab. 4.2) zeigt, daß die 15 Zellen in drei Gruppen zerfallen:

- Zellen 1-5 sind normale Standardproduktionszellen (Gruppe I)
- Zellen 6-10 zeigen vor allem erhöhte ohmsche Verlustströme (Gruppe II)
- Zellen 11-15 zeigen primär erhöhte I_{02} -Werte (Gruppe III)

Jedoch sind aus den Dunkelmessungen keine Aussagen über die Ursachen dieser Verluste möglich.

Tabelle 4.2: Dunkelfitparameter von 15 Zellen aus einer industriellen Produktionslinie. Die Zellen zerfallen deutlich in 3 Gruppen. Die Verlustleistungen P_{ohmsch} , $P_{I_{01}}$, $P_{I_{02}}$ und P_{ges} wurden für $V = 0.5 \text{ V}$ berechnet. Bei Zelle No. 14 war für die Anpassung der zweiten Diode $n_2 = 2.69$ notwendig, woraus sich auch der extrem hohe Wert für I_{02} erklärt. Alle anderen Zellen konnten mit $n_2 = 2.0$ angepaßt werden.

No.	$I_{02} (\times 10^{-9})$ [A/cm ²]	R_P [Ωcm^2]	P_{ohmsch} [mW]	$P_{I_{01}}$ [mW]	$P_{I_{02}}$ [mW]	P_{ges} [mW]
1	63.4	1700	22.8	42.0	75.8	141
2	75.6	2000	19.3	40.9	89	149
3	61.7	4400	8.8	41.9	73.9	125
4	65.2	2100	18.5	37.2	77.3	133
5	56.9	2800	13.9	40.7	68.1	123
6	130	270	144.8	24.9	148.4	318
7	76.6	290	129.4	42.8	86.6	259
8	56.0	280	137.2	30.9	65.0	233
9	146	240	162.8	43.9	159.4	366
10	64.7	290	129.6	43.7	74.0	247
11	94	4600	8.4	44.9	109.4	163
12	131	1500	25.7	38.3	150.1	214
13	88.9	4800	8.0	42.6	103.0	154
14	948	1900	20.3	30.4	94.8	146
15	154	3700	10.4	45	176.6	232

Abb. 4.6 zeigt das Thermographiebild von Zelle 5. Leckströme sind primär am oberen und unteren Zellrand sowie in den Ecken zu sehen. Einzelne Punktshunts konnten auch in der Fläche, insbesondere unter der Metallisierung gefunden werden. Dabei fiel auf, daß insbesondere an den 4 symmetrischen Punkten auf dem Busbar in mehreren Zellen schwache Leckströme zu finden sind (siehe Pfeile in Abb. 4.6 und 4.7 (rechts)). Als Ursache für diese Leckströme konnten die Saugnäpfe identifiziert werden, mit denen die Solarzellen angehoben werden. Die Tatsache, daß diese Punkte nur auf einzelnen Zellen zu finden sind, wurde darauf zurückgeführt, daß dies vermutlich Zellen sind, bei denen die Saugnäpfe vorher „ins Leere“ griffen, also auf die mit Aluminiumpaste verunreinigte Probenaufgabe. Beim nächsten greifen einer Solarzelle wurde somit ungewollt Aluminium und damit Verunreinigungen auf die Zellvorderseite aufgebracht. Jedoch ist der Einfluß dieser Punktshunts auf das Zellergebnis im Vergleich zu den Verlusten aufgrund von Leckströmen am Zellrand klein.

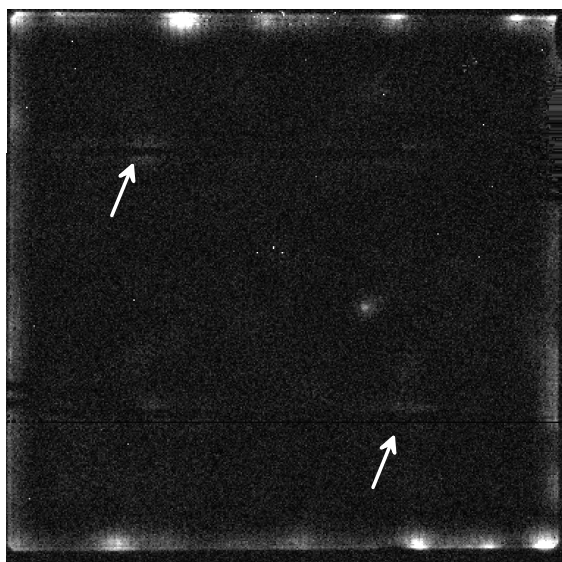


Abbildung 4.6: Dunkel-Thermographiebild der Zelle 5. Shunts sind primär am oberen und unteren Rand zu finden. Die weißen Pfeile markieren Leckströme, die höchstwahrscheinlich auf Verunreinigung durch die Ansaugnäpfe zum Zelltransport zurückzuführen sind. Der Anteil der durch diese Verunreinigungen verursachten Verluste ist jedoch im Vergleich zu den Verlusten aufgrund von Leckströmen am Zellrand klein.

Die Gruppe II der Zellen mit deutlich verringertem R_P (Zelle 6-10) zeigten alle ein identisches charakteristisches Verhalten: Am oberen und unteren Zellrand sowie in der Zellfläche sind die gefundenen Leckströme vergleichbar mit denen in Gruppe I. Jedoch waren am rechten und linken Zellrand erheblich höhere Leckströme zu finden (siehe Abb. 4.7 links), die ganz überwiegend für das verringerte R_P verantwortlich sind. Mit dieser Analyse über die örtliche Verteilung der ohmschen Shunts konnte nun der Produktionsablauf untersucht werden. Es zeigte sich, daß die Shunts auf ein spezifisches Problem bei der Kantenisolation zurückzuführen waren.

Die Zellen der Gruppe III mit erhöhtem I_{O_2} zeigten ein etwas uneinheitlicheres Verhalten. Jedoch konnte als gemeinsames Merkmal identifiziert werden, daß die erhöhten Verlustströme im Wesentlichen in der Fläche der Solarzelle entstehen (siehe Abb. 4.7 rechts) und es sich nicht um die Problematik von Randshunts wie z.B. in Gruppe II handelt. Vielmehr war die Verlustleistung an den Punktshunts in der Fläche bei dieser Gruppe in ihrem negativen Einfluß auf den Solarzellenwirkungsgrad vergleichbar mit der Wirkung der Randshunts. Eine eindeutige und leicht behebbare Ursache, wie bei Gruppe II konnte in diesem Fall jedoch nicht gefunden werden.

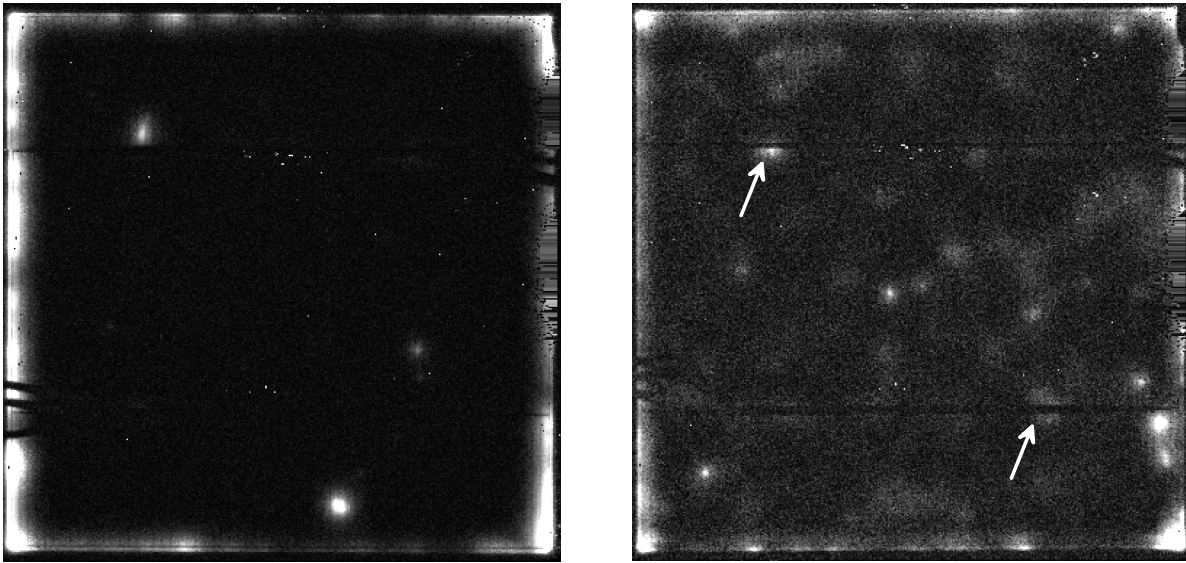


Abbildung 4.7: Dunkel-Thermographiebilder der Zellen 8 (links) und 15 (rechts). Man sieht deutlich, daß Zelle 8 primär Verluste am rechten und linken Zellrand aufweist, wohingegen Zelle 15 primär Verluste in der Zellfläche und an den 4 Ecken zeigt.

Entwicklung von Solarzellenprozessen für kristalline Silizium-Dünnschicht solarzellen

Am Fraunhofer ISE werden Abscheidungsprozesse für dünne Siliziumfilme auf Fremdsubstraten bzw. auf Substraten aus (stark verunreinigtem) preiswerten Silizium entwickelt. Potentiell können mit diesem Verfahren bis zu ca. 90% des teuren hochreinen Siliziums eingespart werden. Die abgeschiedenen Schichten müssen auf Ihre Eignung für verschiedene Solarzellenprozesse getestet werden oder es müssen Solarzellenprozesse entsprechend angepaßt werden.

Es wurden Siliziumfilme untersucht, die auf Cz-Silizium mit einer Dotierung von $0.02 \Omega\text{cm}$ mittels APCVD (Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition) abgeschieden wurden. Die abgeschiedene Basis hat eine Dicke von ca. 25 bis $35 \mu\text{m}$ und eine Dotierung von $0.3 \Omega\text{cm}$. Auf Parallelproben wurde zum einen ein laborüblicher Solarzellenprozeß mit einem $80 \Omega/\square$ Emitter, aufgedampften Kontakten und einer doppelagigen Antireflexionsschicht sowie zum anderen ein industrieller Solarzellenprozeß mit einem $35 \Omega/\square$ Emitter, siebgedruckten und gefeuerten Kontakten sowie einer PECVD- SiN_x -Antireflexionsschicht angewendet. Mithilfe von Dunkel-Thermographie wurden die Zellen auf ihr Leckstromverhalten untersucht. Es wurden charakteristische Merkmale gefunden, die entweder mit dem Prozeß oder der Kristallographie der Proben korreliert werden konnten [BHIR02]. Die Technologie und die mikroskopischen Untersuchungen wurden von S. Bau und D. Huljic durchgeführt, die thermographischen Untersuchungen vom Autor dieser Arbeit.

Die Zellen mit dem laborüblichen Prozeß zeigten gegenüber Referenzen aus gesägtem Material einen um ca. 6% absolut verringerten Füllfaktor. In Abb. 4.8 ist zu sehen, daß die Ursache dieses verringerten Füllfaktors in einer Vielzahl sehr kleiner Leckströme zu suchen ist, die offenbar statistisch über die Fläche der Solarzelle verteilt sind. Insbesondere ist keine Korrelation mit der Vorderseitenmetallisierung oder anderen Strukturen des Zellprozesses erkennbar. Abb. 4.8 zeigt ferner, daß diese Leckströme alle diodenartiges Verhalten aufweisen. In Sperrichtung der Solarzelle ist bei gleicher Spannung nur ein einziger Shunt in der rechten unteren Ecke wirksam. Eine mikroskopische Untersuchung der Zelloberfläche zeigte, daß drei Typen von Defekten

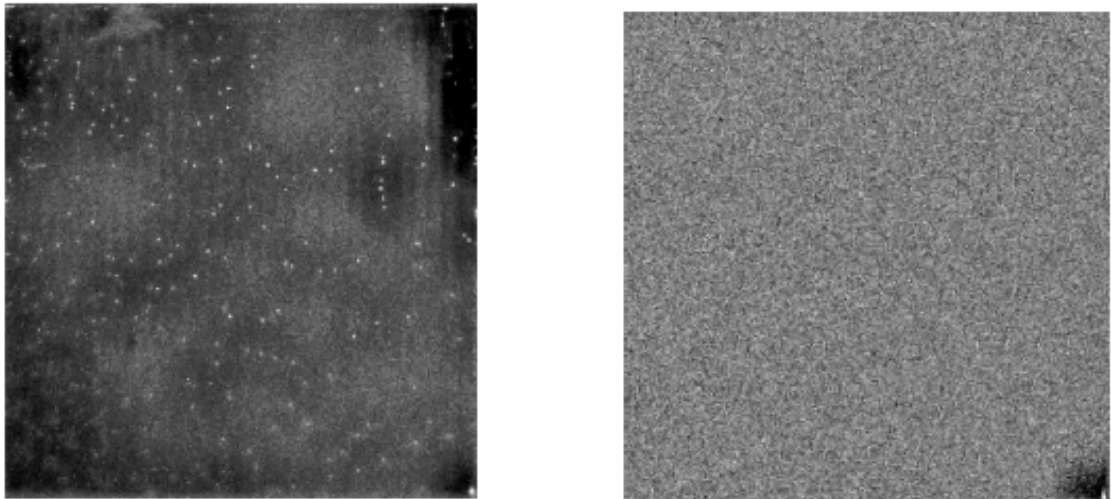


Abbildung 4.8: Thermographie Aufnahme ($^{\circ}$ Bild) einer epitaktisch abgeschiedenen Dünnschichtprobe mit laborüblichem Solarzellenprozeß. Links ist ein Thermogramm bei 0.6 V Vorwärtsspannung und rechts bei 0.6 V Sperrspannung gezeigt.

auffindbar waren: reine Silberflecken (vermutlich aus der galvanischen Abscheidung), epitaktische „Spikes“ (meistens mit Silber überzogen) und epitaktische Stapelfehler. Ein Vergleich der Defektpositionen mit den Positionen der Leckströme ergab, daß alle Orte lokaler Verlustströme mit denen von epitaktischen „Spikes“ korreliert werden konnten. Weder Silberflecken allein noch Stapelfehler scheinen zu Leckströmen der Solarzelle zu führen. Es konnte jedoch mit einer SEM-Analyse nachgewiesen werden, daß die meisten Spikes auf Stapelfehlern in der epitaktischen Schicht gewachsen waren. Die Tatsache, daß diodenartige Leckströme offensichtlich bevorzugt an „Spikes“ auftreten, kann darauf zurückgeführt werden, daß die „Spikes“ multikristalline Gebiete sind, in denen dann nach der Emitterdiffusion eine starke Störung der Raumladungszone (RLZ) auftritt.

Aus dem gleichen Material wurden Solarzellen mit einem industriellen Prozeß (s.o.) gefertigt. Sowohl die Solarzellen auf epitaktisch gewachsenen Schichten als auch die Referenzen zeigten einen Füllfaktor von nur ca. 29%, jedoch hatten die Referenzen ein deutlich höheres V_{OC} . Der niedrige Füllfaktor konnte auf einen erhöhten Serienwiderstand ($>10 \Omega cm^2$) durch Unterfeuern der Kontakte zurückgeführt werden. Trotz der unterfeuerten Kontakte wurden in einer Dunkel-Thermographieaufnahme dieser Zelle (Abb. 4.9) eine Vielzahl starker Shunts, insbesondere unter der Metallisierung, gefunden. Im Gegensatz zu den Zellen mit laborüblichem Prozeß konnten zwar einige der Shunts, jedoch nicht alle, mit Orten kristallographischer „Spikes“ korreliert werden. Eine epitaktisch auf multikristallinem Silizium abgeschiedene Schicht zeigte das gleiche Verhalten, wohingegen eine gesägte, monokristalline Referenz keine nennenswerten Leckströme unter der Metallisierung aufwies. Hieraus wurde geschlossen, daß die Ursache in einem Zusammenwirken von Kristallbaufehlern oder Oberflächeneigenschaften der epitaktisch abgeschiedenen Schicht und dem Siebdruckprozeß zu suchen ist. Dies deckt sich auch mit anderen Untersuchungen [LBN⁺00, BLRZ01], in denen Unebenheiten in der Siliziumoberfläche als Ursache für lokale Leckströme vorgeschlagen werden.

Für die hier untersuchten Zellen schlagen die Autoren von [BHIR02] folgenden Mechanismus als Ursache für die Leckströme unter der Metallisierung vor: Die zum Siebdruck verwendete Sil-

berpaste enthält einen wesentlichen Anteil Glasfritte, die das Silizium beim Feuern der Kontakte anätzt [BHHWW02]. Das Silizium wird dabei an Korngrenzen und Defekten stärker geätzt als an einer ansonsten ungestörten Siliziumoberfläche [MEC⁺84]. Wenn nun die Silberpaste über „Spikes“ und andere kristallographische Defekte gedruckt wird, wird in diesen Bereichen der pn-Übergang besonders stark angegriffen, was zu Schädigungen und im schlimmsten Fall zu Löchern in der RLZ führen kann.

Für weitere Details zur Untersuchung der epitaktisch abgeschiedenen Dünnschichtproben siehe auch [BHIR02].

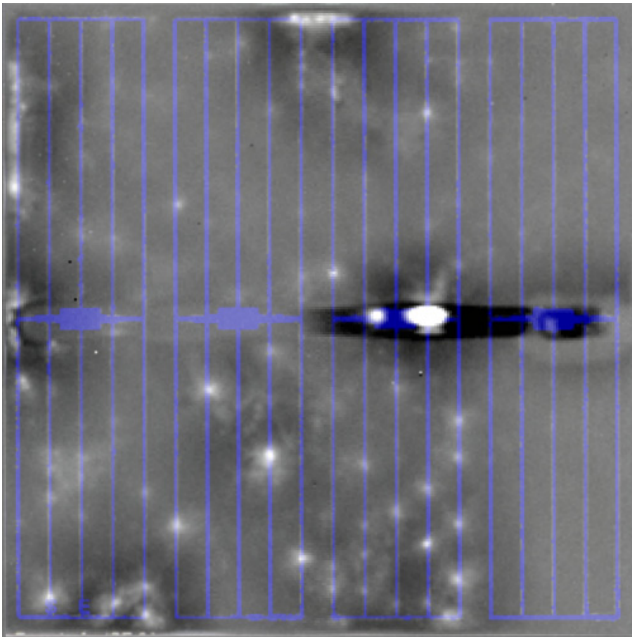


Abbildung 4.9: Thermographie-Aufnahme (⁰Bild) einer epitaktisch abgeschiedenen Dünnschichtprobe mit industriellem Solarzellenprozeß. Die Aufnahme wurde bei 0.6 V Vorwärtsspannung gemacht, zur Verdeutlichung der Positionen der Leckströme wurde die Metallisationsstruktur nachträglich über das Bild gelegt.

4.5 Hell-Thermographie

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel diskutiert wurde, ist ein wesentlicher Nachteil der etablierten und bis zu diesem Punkt vorgestellten Methode der Dunkel-Thermographie, daß sie Dunkelströme in der Solarzelle vermißt. Wie in Kapitel 2.6 gezeigt wurde, können sich Hell- und Dunkelstrompfade in Solarzellen jedoch erheblich unterscheiden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue thermographische Meßmethode entwickelt, die unter Beleuchtung mißt und so unter anderem die Möglichkeit schafft, sehr nahe am realen Arbeitspunkt einer Solarzelle zu messen. Diese Methode, die dazu notwendige neu entwickelte Theorie sowie Anwendungsbeispiele werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

4.5.1 Realisation

Der grundsätzliche Meßaufbau mit Probenhalter, IR-sensitiver CCD-Kamera, digitalem Lock-In und Auswerteeinheit ist für Dunkel- und Hell-Thermographie identisch. Auch die verwendeten Korrelationsfunktionen sowie die Theorie zur Ausbreitung von Wärmewellen von Orten des Leistungseintrags sind für beide Meßmethoden identisch. Die Methode der Hell-Thermographie wurde vom Autor patentiert [IRW02] und in bisher zwei Veröffentlichungen vorgestellt [IWa, IWb].

Anregungsquelle

Der wesentliche Unterschied zwischen Hell- und Dunkel-Thermographie besteht darin, daß die Anregung (d.h. der Energieeintrag in die Solarzelle) nicht elektrisch durch das Anlegen einer externen Spannung erfolgt, sondern optisch durch Generation von Elektron-Loch Paaren mittels Beleuchtung. In dem hier realisierten Meßplatz wurde die Beleuchtung mit einem 914 nm Halbleiterlaser mit 30 W optischer Leistung realisiert. Der optische Aufbau entspricht dem in Kapitel 5.3 beschriebenen und konnte übernommen werden. Auf einer Fläche von $125 \times 125\text{ mm}^2$ wird dadurch eine gute Homogenität mit einer Standardabweichung $\sigma = 5\%$ der Intensität erreicht. Der Photonenfluß wurde so gewählt, daß in der Zelle eine integrale Generationsrate realisiert wird, die in etwa der von 1 Sonne AM1.5G entspricht. Prinzipiell sind auch andere Beleuchtungsvarianten denkbar. Verbesserungen in diese Richtung sollten insbesondere darauf abzielen, den Unterschied („Mismatch“) zum AM1.5G Spektrum zu verringern.

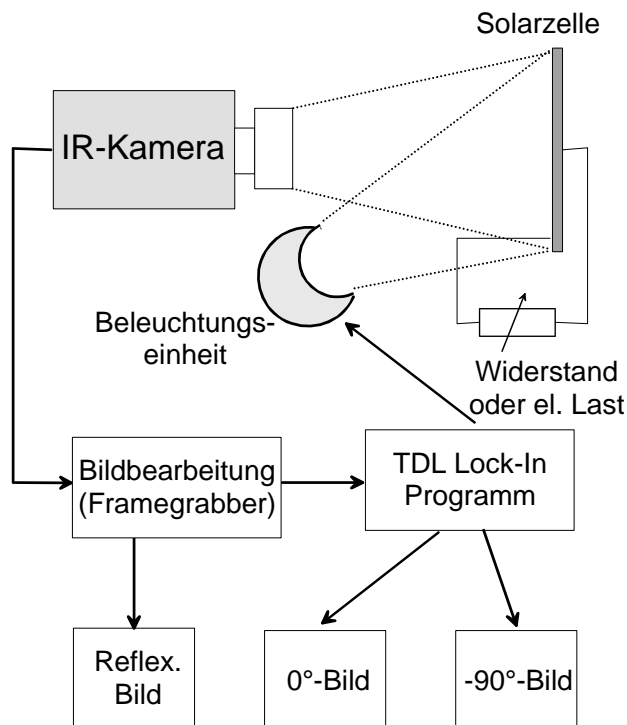


Abbildung 4.10: Skizze des realisierten Meßplatzes für Hell-Thermographie mit optischer Anregung. Es wurde ein Halbleiterlaser mit 914 nm Wellenlänge und 30 W optischer Leistung verwendet.

Temperaturkontrolle

Die Temperatur der Probe wird mittels eines elektronischen Temperaturreglers und 4 Peltierelementen geregelt. Die Thermostierung ist in diesem Aufbau im Vergleich zur Dunkel-Thermographie besonders wichtig, da eine wesentlich größere Leistung von der Solarzelle absorbiert wird als bei Dunkel-Thermographie (auf einer Fläche von $125 \times 125\text{ mm}^2$ werden ca. 16 W eingekoppelt). Dies würde ungekühlt zu einem erheblichen Anstieg der Temperatur während der Messung führen, der wiederum eine Erhöhung des Thermographiesignals zur Folge hätte.

Unter V_{OC} -Bedingungen ist die Probe an keinen äußeren Stromkreis angeschlossen. Um andere Spannungen einzustellen, insbesondere um Messungen am MPP durchführen zu können, wird die Solarzelle entweder mit einem einstellbaren Widerstand als Last oder einer elektronisch regelbaren Last verbunden. Eine Skizze des Meßplatzes findet sich in Abb. 4.10.

Sensitivität

Die gegenüber der Dunkel-Thermographie deutlich veränderte Anregung wirkt sich positiv auf die Sensitivität der Messung aus. Diese ist näherungsweise proportional zum Wärme- und somit Leistungseintrag in die Probe. Deshalb soll im Folgenden der Leistungseintrag für Dunkel- und Hell-Thermographie für den Maximum Power Point (MPP) abgeschätzt werden.

Für eine typische Solarzelle beträgt J_{MPP} ungefähr 90% von J_{SC} . Der Dunkelstrom bei V_{MPP} ist in etwa $(J_{SC}-J_{MPP})$. Es ergibt sich

$$P_{mess,Dunkel,MPP} \approx V_{MPP}(J_{SC} - J_{MPP}) \approx 0.1 \cdot V_{MPP}J_{MPP} \quad (4.13)$$

Bei der Hell-Thermographie wird zunächst die gesamte im Photonenfluß enthaltene Leistung abzüglich der Reflexion an der Oberfläche in die Solarzelle eingekoppelt. Jedoch fließt bei Messung unter MPP-Bedingungen ein Anteil hiervon, der gerade dem Wirkungsgrad der Solarzelle entspricht, in die äußere Last ab. Da dieser Anteil gerade $J_{MPP} \cdot V_{MPP}$ entspricht, kann man unter der Annahme, daß der Wirkungsgrad der Solarzelle kleiner 25% ist und die Reflexion an der Vorderseite bei 914 nm nicht größer als 15% (typisch für SiN_x -Beschichtungen) ist, die Leistung $P_{mess,Hell}$ abschätzen:

$$J_{MPP} \cdot V_{MPP} \leq 0.25 \cdot P_{irrad} \quad (4.14)$$

$$P_{mess,Hell,MPP} = (1 - R)P_{irrad} - J_{MPP}V_{MPP} \geq (1 - 0.25 - 0.15) \frac{J_{MPP}V_{MPP}}{0.25} \quad (4.15)$$

$$= 2.4 \cdot J_{MPP}V_{MPP} . \quad (4.16)$$

Aus Gl. 4.13 und Gl. 4.14 ergibt sich

$$P_{mess,Hell,MPP} \geq 24 \cdot P_{mess,Dunkel,MPP}. \quad (4.17)$$

Man sieht, daß die Empfindlichkeit der Hell-Thermographie-Messung aufgrund des deutlich höheren Leistungseintrags erheblich über der der Dunkel-Thermographie liegen sollte. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß ein nicht unerheblicher Anteil hiervon als Thermalisation ein Grundsignal in der Hell-Thermographie ergibt, was für die Auflösung von Verlustmechanismen nicht hilfreich ist. Der Anteil dieses Grundsignals ist unter V_{OC} -Bedingungen ca. 50% (siehe Kap. 4.5.4). Zieht man diesen Anteil vom Hell-Thermographie-Signal ab, so bleibt immer noch ein um einen Faktor von ca. 12 höheres Signal als in der Dunkel-Thermographie. Die größere Sensitivität ermöglicht den Einsatz höherer Lock-In-Frequenzen, was nach Gl. 4.4 zu einer besseren Ortsauflösung führt. Bei den in dieser Arbeit gezeigten Hell-Thermographie-Messungen wurde, wenn nicht anders angegeben, eine Lock-In-Frequenz von 31 Hz — gegenüber typischerweise 1 bis 10 Hz bei Dunkel-Thermographie — verwendet.

Korrektur von Inhomogenitäten

Die Rohdaten einer Hell-Thermographiemessung enthalten Inhomogenitäten, die auf den Meßaufbau und nicht auf Inhomogenitäten der Probe zurückzuführen sind. Diese müssen vor einer Auswertung korrigiert werden:

- Die Generation $G(x,y)$ ist inhomogen.

- Der Gain (die Sensitivität) der verschiedenen Pixel des Focal Plane Arrays (FPA) ist verschieden.

Im Abschnitt 4.5.2 wird gezeigt, daß mindestens ca. 50 % der Verluste lokal stattfinden. Deshalb ist es sinnvoll, die Inhomogenität der Generationsbeleuchtung ähnlich wie bei der CDI-Messung mittels punktwiser Division des Rohsignals $S(x, y)$ durch die Generationsmatrix $G(x, y)$ zu korrigieren. Wie in Kapitel 5.3.3 ausführlicher diskutiert wird, hat die Generationsmatrix $G(x, y)$ nur eine Inhomogenität von ca. 5%. Somit fällt der Fehler, der sich aus dem Problem ergibt, daß eigentlich nur der lokale Anteil der Verluste (also je nach Meßbedingungen zwischen ca. 50% und nahe 100% der gesamten Verlustleistung) mit $G(x, y)$ korrigiert werden darf, gering aus.

Analog zur Dunkel-Thermographie erfolgt die Korrektur für unterschiedliche Sensitivität der Pixel mittels einer Zwei-Punkt-Eichung.

4.5.2 Verlustmechanismen

Da Hell-Thermographie prinzipiell alle Verlustleistungen einer beleuchteten Solarzelle sichtbar macht, soll im Folgenden eine kurze Betrachtung der einzelnen Verlustmechanismen und eine grobe Abschätzung ihres jeweiligen Beitrags zum Gesamtsignal der Hell-Thermographie gemacht werden.

Lokale Leistungsverluste

In Abb. 4.11 ist schematisch die Bandstruktur eines Halbleiters mit pn-Übergang unter V_{OC} - und J_{SC} -Bedingungen sowie die auftretenden Verlustmechanismen bei Elektron-Loch-Paar-Bildung mittels Photonen dargestellt. Die in der Probe absorbierten Photonen haben bei einer Wellenlänge von 914 nm eine Energie von $E_{Ph} = 1.358 \text{ eV}$. Die Überschussenergie $E_{Ph} - E_{G, Si} = 0.234 \text{ eV}$ wird auf einer Zeitskala, die wesentlich kürzer als die Minoritätsladungsträgerlebensdauer und die Lock-In-Periodendauer ist, durch Thermalisierung an das Gitter abgegeben. Aufgrund der kleinen Zeitkonstante findet dieser Energieeintrag lokal am Ort der Elektron-Loch-Paar-Bildung statt. Wenn das Elektron als Minoritätsladungsträger im Volumen der Basis oder an der Zellerückseite rekombiniert, bevor es den pn-Übergang erreicht, so gibt es den Rest seiner Energie $E_{G, Si}$ entweder als Photonenemission oder — mit wesentlich größerer Wahrscheinlichkeit — als Wärme in das Siliziumgitter ab [Glu95]. Dies findet alles im lateralen Umkreis von L_{eff} um den Ort der Elektron-Loch-Paar-Bildung statt, was im Folgenden als „lokaler“ Leistungseintrag bezeichnet wird.

Der interessanteste Fall liegt vor, wenn das Elektron den pn-Übergang erreicht, bevor es rekombiniert. Beim Überqueren des pn-Übergangs verliert es einen zusätzlichen Energiebeitrag $\psi_{pn} \cdot q$ durch Thermalisierung an das Gitter, wobei ψ_{pn} die Barrierenhöhe des pn-Übergangs und q die Elementarladung ist. Da dies wiederum im Umkreis L_{eff} lateral um den Ort der Elektron-Loch-Paar-Bildung stattfindet, handelt es sich um einen lokalen Verlust. Nach Überqueren des pn-Übergangs sind die Elektronen im Emitter Majoritätsladungsträger und können sich somit lateral über große Strecken bewegen. Ihre verbliebene Energie kann somit an Orten weit weg von der Elektron-Loch-Paar-Bildung dissipiert werden.

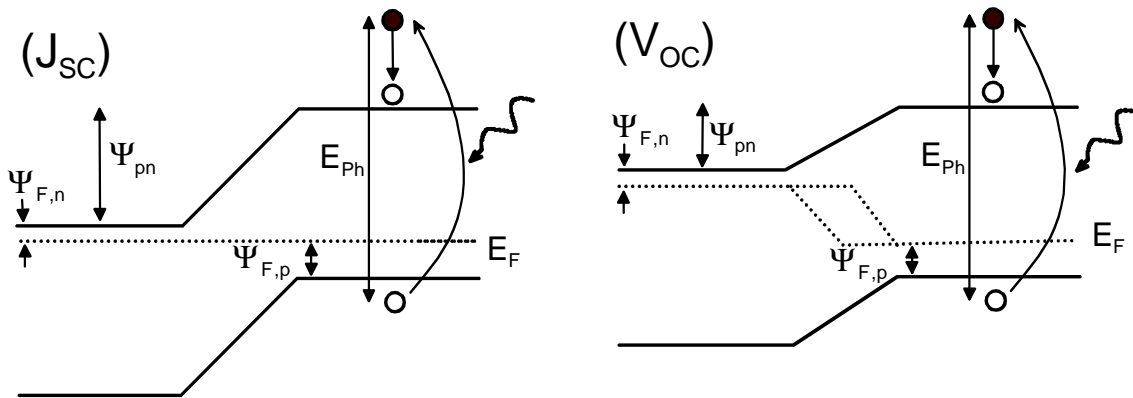


Abbildung 4.11: Skizze der Bandstruktur eines Halbleiters mit pn-Übergang unter J_{SC} -Bedingungen (links) und V_{OC} -Bedingungen (rechts) sowie Verlustmechanismen bei Anregung mit $E_{Ph} > E_{G,Si}$.

Nicht-lokale Leistungsverluste

Für alle weiteren Überlegungen spielt quantitativ die von außen angelegte Spannung eine wichtige Rolle. Beispielhaft sollen hier die Fälle J_{SC} und V_{OC} diskutiert werden (siehe auch Abb. 4.11):

- Unter J_{SC} -Bedingungen wird fast die gesamte Energie der Elektronen durch die oben beschriebenen Thermalisierungsprozesse dissipiert. Unter Vernachlässigung von Serienwiderständen im Halbleiter ist das Fermi-Niveau im Halbleiter konstant und die gesamte Energie des Elektrons, mit Ausnahme der den Abständen des Fermi-Niveaus von den Bandkanten ($q \cdot \psi_{F,n}$ und $q \cdot \psi_{F,p}$) entsprechenden Energien, wird lokal im Halbleiter dissipiert. Die Energie $(\psi_{F,n} + \psi_{F,p}) \cdot q$ wird am Metall-Halbleiter-Übergang frei und kann dort, bei hinreichender Auflösung, von Hell-Thermographie als Verlustleistung im Kontaktwiderstand am Metall-Halbleiter-Übergang detektiert werden.

Wenn Serienwiderstände in der Zelle eine Rolle spielen, so findet ein kleiner, nicht-lokaler Leistungseintrag in die Zelle aufgrund der Serienwiderstände des Emitters und der Metallisierung statt. Lokale Leckströme über den pn-Übergang spielen im J_{SC} -Fall hingegen nur eine untergeordnete Rolle, da die Potentialdifferenz über den pn-Übergang gering ist.

In jedem Fall wird also der bei weitem größte Teil der Leistungsverluste lokal stattfinden. Somit ist die in Kapitel 4.5.1 gemachte Näherung für die Korrektur von Inhomogenitäten der Beleuchtung gerechtfertigt.

- Unter V_{OC} -Bedingungen ist das Fermi-Niveau zwischen p- und n-Halbleiter um die Potentialdifferenz V_{OC} aufgespalten. Dadurch ist ψ_{pn} kleiner und die Elektronen verlieren weniger Energie beim Überqueren des pn-Übergangs. Da kein Strom durch einen externen Stromkreis fließt, müssen alle Elektronen, die aus der Basis in den Emitter diffundiert sind, wieder rekombinieren oder anderweitig ins Valenzband abfließen. Dies kann durch Rekombination an einer der beiden Oberflächen, Rekombination im Emitter, der RLZ oder der Basis sowie über ohmsche Shunts geschehen. Da sowohl die Elektronen im Emitter als auch die Löcher in der Basis Majoritäten sind, kann dies weit weg vom Ort der Elektron-Loch-Paar-Bildung stattfinden, da L_{eff} keine Begrenzung für die Diffusion von Elektronen *im Emitter* darstellt. Somit findet ein extra Wärmeeintrag an Orten mit erhöhten Verlustströmen statt, der mit Lock-In-Thermographie detektiert werden kann. Auf dem Weg zu diesen

Orten fließen die Ladungsträger durch Serienwiderstände, in denen ebenfalls ein Teil ihrer Leistung dissipiert wird und für Erwärmung verantwortlich ist.

4.5.3 Abgrenzung zu anderen Meßtechniken

In diesem Abschnitt werden denkbare, in diesem Fall unerwünschte, physikalische Effekte, auf denen teilweise andere Meßprinzipien beruhen, und deren Auswirkungen auf Hell-Thermographie-Messungen diskutiert. Insbesondere die Absorption an freien Ladungsträgern, die in Kapitel 5.3 für die Methode der CDI ausgenutzt wird, soll untersucht werden.

Wie im Abschnitt 5.3 gezeigt wird, können freie Ladungsträger in Silizium Photonen mit Wellenlängen, auf die die verwendete Kamera empfindlich ist, sowohl emittieren als auch absorbieren. Diese Prinzipien sind in der Meßtechnik der Absorptions-CDI [IRGW03] und der Emissions-CDI [SIW03] untersucht und in Meßtechniken umgesetzt worden. Da bei Hell-Thermographie die Solarzelle beleuchtet wird, ist es prinzipiell denkbar, daß auch hier dieser Effekt auftritt.

Im Falle von Hell-Thermographie ist der Hintergrund, der von der Kamera hinter dem zu untersuchenden Halbleitermaterial gesehen wird, weder geheizt noch gekühlt wie bei Absorptions-CDI mit $T_{Background} \gg T_{Wafer}$ bzw. bei Emissions-CDI mit $T_{Background} \ll T_{Wafer}$, sondern hat in etwa die gleiche Temperatur wie das Silizium der Solarzelle. Wie in Kapitel 5.3 gezeigt wird, ist theoretisch zu erwarten, daß das Signal aufgrund von Emission bzw. Absorption an freien Ladungsträgern bei $T_{Background} = T_{Wafer}$ exakt 0 ist, daß in der Praxis jedoch ein schwaches Emissionssignal gemessen wird. Schon aufgrund dieser Beobachtung sollte man in Hell-Thermographie-Messungen nur ein sehr kleines Signal von freien Ladungsträgern messen. Außerdem müßte jedes unbeabsichtigte CDI-Signal, das die Hell-Thermographie-Messung verfälschen könnte, ein Emissions-CDI-Signal sein. Falls es eine Überlagerung einer CDI-Messung und einer Hell-Thermographie-Messung geben sollte, müßte der CDI-Anteil folglich positiv und groß in Bereichen guter Materialqualität und positiv und klein in Bereichen schlechter Materialqualität sein. Alle im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Hell-Thermographie-Bilder zeigen jedoch genau den umgekehrten Effekt: Hohe Signalamplituden in Bereichen schlechter Materialqualität aufgrund hoher Rekombinationsaktivität und kleineres, positives Signal in Bereichen guter Materialqualität aufgrund geringerer Rekombinationsströme. Diese Beobachtungen legen nahe, daß der Einfluß eines möglichen CDI-Signals auf eine Hell-Thermographie-Messung zumindest klein sein muß. Dies soll durch ein weiteres quantitatives Experiment untermauert werden.

Wie oben gezeigt, wird das -90° Bild für quantitative Thermographieauswertungen herangezogen, weshalb auch an ihm obige Beobachtung quantitativ überprüft werden soll. Dazu wurden mehrere Proben jeweils bei verschiedenen Lock-In Frequenzen vermessen und es wurde das Integral des -90° Bildes über der ganzen Solarzellenfläche verglichen. Bei einem reinen Thermographiesignal sollte die Amplitude gerade proportional zu $f_{Lock-In}^{-1}$ sein (siehe Tab. 4.1), wohingegen ein reines Lebensdauersignal eine frequenzunabhängige Amplitude hat. Somit bietet dieses Experiment eine Möglichkeit, zwischen thermischem Signal und Free Carrier Absorption zu unterscheiden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.12 zu sehen. Sie können mit der Funktion $-90^\circ\text{Bild} = y_0 + m/f_{Lock-In}$ linear gut angepaßt werden, wobei $f_{Lock-In}$ die Lock-In-Frequenz ist. Für ein reines Thermographiesignal sollte $y_0 = 0$ sein. Für die drei untersuchten Zellen ergeben sich y_0 Werte von (-0.019 ± 0.055) für mc-Zelle 1, (0.011 ± 0.081) für mc-Zelle 2 und (0.017 ± 0.081) für Cz-Zelle 1. Innerhalb der ermittelten Fehlergrenzen sind diese Werte alle 0.

Außerdem sind auch die absoluten Werte von y_0 , die einem möglichen Lebensdauer-Meßsignal entsprechen würden, um einen Faktor 20 bis 400 kleiner als die Meßwerte der Thermographiemessung (0.33 bis 7.2). Somit kann gefolgert werden, daß das gemessene Signal tatsächlich ein Thermographiesignal und kein Emissions-CDI- oder Absorptions-CDI-Signal ist. Diese Feststellung ermöglicht die quantitative Auswertungen von Hell-ThermographieMessungen.

Für das 0° Bild ist eine quantitative Bewertung des Einflusses eines möglichen Lebensdauersignals leider nicht so einfach, da das Integral des 0° Bildes über der ganzen Zellfläche bei reinem Thermographiesignal gerade 0 und damit unabhängig von $f_{Lock-In}$ sein sollte. Deshalb kann ein ähnlicher Vergleich verschiedener Lock-In-Frequenzen nur über kleinen Gebieten mit möglichst variierendem Thermographiesignal durchgeführt werden. Andererseits wäre es aber wünschenswert, möglichst große Körner hoher Materialqualität zu untersuchen, da hier der Einfluß eines Lebensdauersignals am größten sein sollte. Als ein Kompromiß zwischen diesen beiden sich widersprechenden Anforderungen wurden drei Körner, die in SR-LBIC-Messungen große Diffusionslängen aufwiesen, ein großer Bereich mit niedrigen Diffusionslängen in SR-LBIC und ein kleiner Bereich mit hohem Hell-Thermographiesignal, der vermutlich ein geschädigter Bereich um den Schnittpunkt mehrerer Korngrenzen ist, untersucht. In allen Fällen wurde eine lineare Abhängigkeit des Signals von der Lock-In-Frequenz gefunden, im Gegensatz zum -90° Bild sind die Werte für y_0 jedoch positiv zwischen 0.09 und 0.13 mit Standardabweichungen von 0.002 bis 0.03 und somit deutlich verschieden von 0. Folglich kann nicht völlig ausgeschlossen werden, daß das 0° Bild in einem gewissen Maße neben dem Thermographiesignal aufgrund von Leistungsabsorption in der Solarzelle auch Informationen über Ladungsträgerdichten enthält. Jedoch sind die gefundenen y_0 -Werte scheinbar unabhängig von der Lebensdauer in den untersuchten Bereichen, weshalb es durchaus möglich erscheint, daß es sich hierbei um ein Hintergrundsignal im 0° Bild handelt und nicht um ein Lebensdauermeßsignal. Trotzdem muß dieser Effekt berücksichtigt werden, wenn 0° Bilder quantitativ ausgewertet werden sollen.

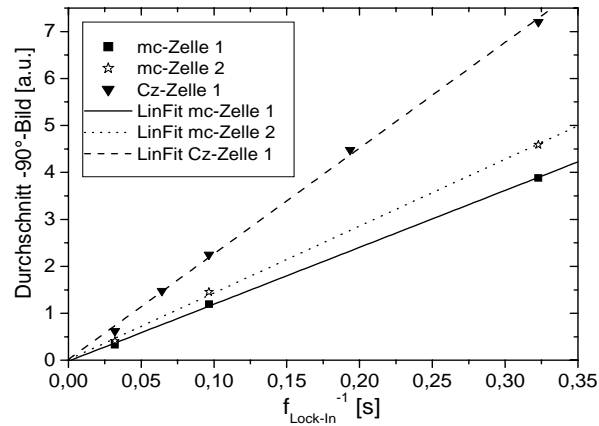


Abbildung 4.12: Frequenzabhängigkeit des Integrals des -90° Bildes über der gesamten Zellfläche.

4.5.4 Quantitative Auswertung

Eine Kalibrierung der Hell-Thermographie-Messung in einer Weise, die eine quantitative Aussage über Verlustleistungen macht, ist anzustreben, da die Quantifizierung und der Vergleich von lokalen Verlustleistungen eines der Hauptanwendungsgebiete von Hell-Thermographie ist. Aufbauend auf die in Kapitel 4.5.2 gemachten grundsätzlichen Überlegungen stellt dieses Kapitel verschiedene mögliche Kalibrierungen mit ihren Vor- und Nachteilen vor.

Kalibrierung auf absolute Verlustleistungen

Unter V_{OC} - und J_{SC} -Bedingungen wird die gesamte eingebrachte Leistung in der Solarzelle dissipiert. Somit entspricht das Integral des -90° Bildes über der gesamten Zellfläche gerade der insgesamt in die Solarzelle eingebrachten Leistung. Da die Beleuchtungstopographie $G(x, y)$ bekannt ist und die Reflexion der Solarzellenoberfläche bei 914 nm gemessen werden kann, ist es somit möglich, die Thermographiebilder in absoluten Verlustleistungen in mW/cm^2 bei beliebiger angelegter Spannung zu eichen, wenn dieselbe Solarzelle auch unter V_{OC} - oder J_{SC} -Bedingungen gemessen wurde. Außerdem ermöglicht der Vergleich der Integrale des -90° Bildes bei verschiedenen Spannungen, eine Spannungsabhängigkeit der Verlustleistungen zu generieren. Wenn die somit erhaltenen Werte von den bei V_{OC} gemessenen Verlustleistungen abgezogen werden, erhält man als Ergebnis die in der externen Last dissipierte Energie und somit eine $P(V)$ -Kurve der Solarzelle unter monochromatischer Beleuchtung. Bildet man nun noch den Quotienten mit der Gesamtverlustleistung unter V_{OC} -Bedingungen, so erhält man direkt die Abhängigkeit des Wirkungsgrads von der Spannung. Beispiele für diese Auswertemethode werden in Kapitel 4.5.5 gezeigt.

Kalibrierung auf „vermeidbare“ Verluste

Die maximale Energie, die die Ladungsträger nicht-lokal abgeben können, ist $q \cdot V_{OC,max}$, wobei $V_{OC,max}$ die maximal erreichbare Offen-Klemmspannung darstellt. Der Rest ihrer Energie wird in jedem Fall lokal bei der Thermalisierung und dem Überqueren des pn-Übergangs dissipiert und sollte deshalb als „unvermeidbarer Verlust“ von den Hell-Thermographie-Bildern abgezogen werden. Die maximal erreichbare Offen-Klemmspannung $V_{OC,max}$ kann in einem einfachen 1-Dioden-Modell berechnet werden [Gre98b], wobei ein J_{SC} -Wert von 45.1 mA/cm^2 für Beleuchtung mit einer Sonne AM1.5G und ein J_{01} angenommen wird, das nur Beiträge durch Rekombination in der Basis enthält [GDA01]. In dieser Arbeit wird ein etwas höherer Geometriefaktor als in [GDA01] verwendet und es werden somit etwas bessere Zellparameter berechnet, da es hier um die Berechnung der höchstmöglichen offenen Klemmspannung geht. Unter diesen Annahmen erhält man für eine Basisdotation von $1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ eine maximale Offen-Klemmspannung von $V_{OC,max} \approx 707 \text{ mV}$. Somit werden sogar unter optimalen Bedingungen $\frac{E_{Ph} - qV_{OC,max}}{E_{Ph}} \approx 48\%$ der Photonenenergie lokal absorbiert. Da es sich hierbei um unvermeidbare Verluste handelt, die durch die Wahl der Laserwellenlänge, von Silizium als Halbleitermaterial und durch die Basisdotation festgelegt sind, sollten sie von den Hell-Thermographie-Bildern abgezogen werden, bevor ein quantitativer Vergleich verschiedener Zellen vorgenommen wird. In Kapitel 4.5.5 werden Beispiele hierfür und die Vor- und Nachteile dieser Kalibrierung diskutiert.

Temperaturkalibrierung

Im Folgenden soll die Möglichkeit und die Frage der Notwendigkeit einer Eichung von Hell-Thermographie auf absolute Temperaturdifferenzen diskutiert werden.

Die Temperatureichung der Methode der Dunkel-Thermographie geht von der Annahme einer lateral homogenen Emissivität der Probenoberfläche aus, die idealerweise nahe eins liegt. Außerdem muß die Emissivität der Oberfläche identisch mit der bei der Kalibrierung sein, oder es muß alternativ ein Korrekturfaktor verwendet werden. In dem in dieser Arbeit beschriebe-

nen Versuchsaufbau zur Dunkel-Thermographie sowie in dem am MPI Halle realisierten Aufbau wird diese Anforderung durch das Überdecken der Probe mit einer dünnen Hostaphanfolie mit schwarzem Lack gelöst. Diese Lösung scheidet bei der Methode der Hell-Thermographie aus, da die Zelle beleuchtet werden muß. Dadurch wird die verschiedene Emissivität der Metallisierung und des Siliziums auf der Zellvorderseite relevant. Die Antireflexionsschicht, die üblicherweise auf ca. 600 nm Wellenlänge optimiert ist, spielt bei Messungen zwischen 3 und 5 μm Wellenlänge eine vernachlässigbare Rolle.

Das Problem der lateral inhomogenen Emissivität könnte durch eine Folie gelöst werden, die im nahen IR (also bis ca. 950 nm) transparent ist und im mittleren IR bei 3 bis 5 μm Wellenlänge eine möglichst große Emissivität hat. Experimente mit Folien, die diese Bedingungen erfüllen, wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Leider waren alle verfügbaren Folien in einem Prozeßschritt bei erhöhter Temperatur beschichtet worden, weshalb sie eine Dicke von über 50 μm aufwiesen, was für eine saubere Detektion des Thermographiesignals der Zelle zu dick ist. Die Suche nach anderen dünneren Folien ist weiter im Gange.

Es ist jedoch fraglich, inwieweit eine Kalibrierung der Thermogramme auf absolute Temperaturunterschiede überhaupt notwendig ist. Die interessierende Meßgröße bei Hell-Thermographie-Messungen ist die lokale Verlustleistung. Bei einer Temperaturkalibrierung müßten die Temperaturdifferenzen nachher in Verlustleistungen umgerechnet werden. Dies ist zwar ohne Probleme möglich, jedoch wurde bereits gezeigt, daß eine Kalibrierung auf absolute Verlustleistungen auch ohne den Umweg über Temperaturdifferenzen möglich ist. Somit scheint die Frage einer absoluten Temperatureichung nur von untergeordneter Wichtigkeit zu sein. Die Homogenisierung der Emissivität mittels einer entsprechenden Folie wäre hingegen wünschenswert, um die Meßergebnisse weiter zu verbessern.

Potential zur Wirkungsgradsteigerung

Das Potential zur Wirkungsgradsteigerung einer Solarzelle unter der Annahme, daß bestimmte mit Hell-Thermographie identifizierte Verlustmechanismen vermieden werden, kann quantitativ berechnet werden. Dafür wird aus dem gemessenen $^{-90^\circ}$ Bild ein neues, künstliches $^{-90^\circ}$ Bild erzeugt, in dem das Thermographiesignal in dem zu verbessernden Bereich der Solarzelle durch das Thermographiesignal in einem defektfreien Bereich der Solarzelle, oder das Thermographiesignal einer mit der Solarzelle zusammen prozessierten FZ-Referenz ersetzt wird. Die zusätzlichen Verluste L_{add} aufgrund der Defekte in der zu untersuchenden Region A ergeben sich dann zu

$$L_{add}(V, A) = \int_A {}^{-90^\circ}Bild(V, x, y) \cdot d\hat{A} - \frac{A}{A_{Ref}} \int_{A_{Ref}} {}^{-90^\circ}Bild(V, x, y) \cdot d\tilde{A} . \quad (4.18)$$

Hier ist A_{Ref} der gewählte, defektfreie Referenzbereich und $^{-90^\circ}Bild(V, x, y)$ der Wert des $^{-90^\circ}$ Bildes am Ort (x, y) bei Spannung V . Wird diese Berechnung mit einem am MPP gemessenen $^{-90^\circ}$ Bild durchgeführt, und liegt das $^{-90^\circ}$ Bild unter V_{OC} -Bedingungen ebenfalls vor, so ist die abgegebene Leistung der Solarzelle in [a.u.] gerade

$$P_{Solarzelle} = \int_{A_{Solarzelle}} {}^{-90^\circ}Bild(V_{OC}, x, y) \cdot d\hat{A} - \int_{A_{Solarzelle}} {}^{-90^\circ}Bild(V_{MPP}, x, y) \cdot d\tilde{A} . \quad (4.19)$$

Hierbei ist $A_{Solarzelle}$ die Solarzellenfläche. Aus diesen beiden Werten läßt sich nun leicht die relative Wirkungsgradsteigerung der Solarzelle durch Vermeidung der zu L_{add} führenden Defekte berechnen. Es ergibt sich als relative Wirkungsgradsteigerung gerade $\frac{L_{add}(V_{MPP}, A)}{P_{Solarzelle}}$. Diese

Berechnung macht die implizite Annahme, daß V_{MPP} in der real vermessenen Solarzelle und der Solarzelle nach Verbesserung der Region A gleich ist. Soll diese Annahme nicht gemacht werden, so müßte eine komplett neue $\eta(V)$ -Kurve für die verbesserte Solarzelle berechnet und der MPP neu bestimmt werden, was mit erheblichem Aufwand verbunden ist. Oben gemachte Annahme ist eine Abschätzung, die die Wirkungsgradsteigerung systematisch unterschätzt. Da sich V_{MPP} aufgrund einer kleinen Verbesserung der Solarzelle in der Regel nur minimal ändert, ist sie jedoch eine sehr gute und schnelle Möglichkeit, das Potential zur Wirkungsgradsteigerung für verschiedene Defekte der Solarzelle abzuschätzen.

Der Vorteil dieser Auswertemethode gegenüber dem Konzept der „vermeidbaren Verluste“ liegt darin, daß in der hier vorgeschlagenen Methode als Referenz das Optimum, das mit der verwendeten Zelltechnologie erreichbar ist, benutzt wird. Somit kann unmittelbar der Einfluß eines schlechten Bereichs (z.B. einer niedrigen Siliziumqualität) auf das Solarzellenergebnis unter der Annahme, daß sonst nichts an der Zelltechnologie geändert wird, berechnet werden. Da dies der typische Anwendungsfall in der Prozeßkontrolle ist, ist dieses Verfahren immer dann zu bevorzugen, wenn einzelne Defekte untersucht werden sollen, und nicht die Technologie einer ganzen Fertigungslinie zur Diskussion steht.

4.5.5 Anwendungsbeispiele und Vergleich mit DTG und LBIC

Integrale Wirkungsgradkurven

Wie bereits beschrieben, ist es prinzipiell möglich, aus der Hell-Thermographie-Messung eine $\eta(V)$ -Kurve zu errechnen. Ein Beispiel hierfür zeigt Abb. 4.13. Die Übereinstimmung mit einer simulierten $\eta(V)$ -Kurve für die gleiche Zelltechnologie ist mäßig, setzt man jedoch einen zusätzlichen Serienwiderstand R_S in die Simulation ein, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Da beim momentanen Meßaufbau die $125 \times 125 \text{ mm}^2$ große Zelle mit nur 4 Nadeln kontaktiert wird, die Busse aber für die Benutzung

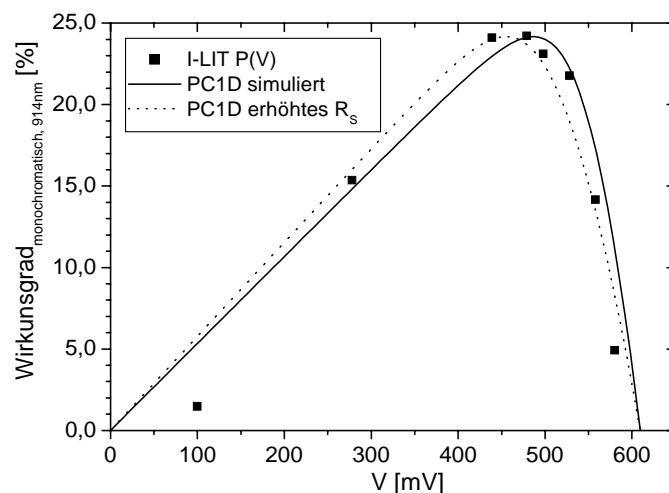


Abbildung 4.13: $\eta(V)$ -Kurve der mc-Zelle 1 gemessen als Integral des -90° -Bildes.

in Kombination mit Zellverbindern ausgelegt sind, ist ein erhöhter R_S leicht zu verstehen. Auch wenn somit gute Übereinstimmung erreicht werden kann, sind integrale Messungen nach Auffassung des Autors bei Hell-Thermographie nur von untergeordneter Bedeutung. Die Stärke dieser Meßmethode liegt eindeutig in der orts aufgelösten Analyse von Verlustmechanismen.

Serienwiderstandsverluste im Emitter

Abb. 4.14 (links) zeigt einen Ausschnitt des 0° Bildes von Cz-Zelle 1 bei 59 mV Spannung. Bei dieser Spannung sollten — abgesehen von einem konstanten Hintergrund — Serienwiderstandsverluste dominierend sein, da die Verlustleistungen durch Leckströme über den pn-Übergang (Anteile von I_{01} , I_{02} und R_P) bei niedrigen Spannungen eine untergeordnete Rolle spielen. Man kann klar erkennen, daß das Thermographiesignal in Abb. 4.14 (links) zwischen zwei Fingern jeweils eine parabel- oder U-förmige Gestalt hat. Dies korreliert gut mit den Leistungsverlusten im Emitterschichtwiderstand R_{Sh} , die für den Fall eines homogenen J_{SC} und lateral konstanten R_{Sh} zu den Fingern hin quadratisch zunehmen [FB83]. Befinden sich die Metallisierungsfinger an den Positionen $x = n \cdot d_{Finger}$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$, so kann der erwartete Leistungsverlust im Emitter mit einer Abwandlung der in [FB83] gegebenen Formel dargestellt werden:

$$P_{Rsh}(x, y) = R_{Sh} \cdot J_{SC}^2 \left(\text{MOD}(x, d_{Finger}) - \frac{d_{Finger}}{2} \right)^2 \quad (4.20)$$

Hierbei ist P_{Rsh} der Leistungsverlust pro Fläche und MOD eine Funktion, die den Rest beim ganzzahligen Teilen von x durch d_{Finger} berechnet. Da P_{Rsh} in y -Richtung konstant ist, handelt es sich um ein eindimensionales Problem mit einem „Linienshunt“ der Stärke $P_{Rsh}(x)$ an jeder Stelle der Probenoberfläche einer thermisch dünnen Probe. Das Temperatursignal für einen einzelnen Linienshunt bei $x = 0$ ist [BL03]

$$T(x, y) = A \cdot \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right) \cdot \exp\left(I(\omega t - \frac{x}{\Lambda} - \frac{\pi}{4})\right), \quad (4.21)$$

wobei A der Amplitudenfaktor und ω die Kreisfrequenz des Lock-In ist. Hieraus ergibt sich das 0° Bild für das untersuchte Problem bei Annahme einer lateral unendlich ausgedehnten Solarzelle zu

$$0^\circ \text{Bild}(x) = \int_{-\text{inf}}^{+\text{inf}} P_{Rsh}(x) \cdot \int_0^{T_P} T(x, y) \sin(\omega t) \cdot dt dx \quad (4.22)$$

mit T_P der Periodendauer des Lock-In. Es ergibt sich für die Parameter der untersuchten Probe ein beinahe exakt cosinus-förmiges 0° Bild zwischen zwei benachbarten Metallisierungslinien. Deshalb wurde die cos-Funktion mit fester Periodenlänge als Funktion zur Anpassung der

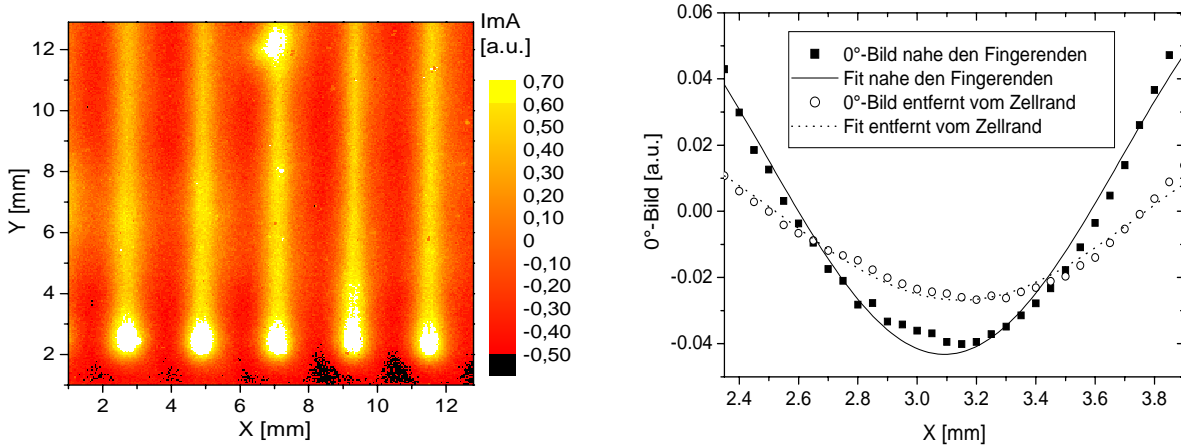


Abbildung 4.14: 0° Bild eines Ausschnitts von Cz-Zelle 1 bei 59 mV Vorspannung (links) und Anpassung der gemessenen Verlustleistungen an den Fingerenden und weiter im Innern der Zellfläche an das im Text beschriebene Modell.

experimentellen Daten gewählt. Die Meßdaten konnten nur in hinreichendem Abstand von den Metallisierungslinien angepaßt werden, da nahe den Fingern die SiO_2 -Beschichtung zur Kontaktierung geöffnet wurde und somit die Emissivität der Zelloberfläche geändert wurde. Deshalb wurden nur die mittleren 65% der Datenpunkte zwischen zwei Fingern für den Fit verwendet. Es wurden zum einen 20 Linien nahe der Fingerspitzen und zum anderen 100 Linien entfernt von den Fingerspitzen gemittelt und dann ein Fit durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.14 (rechts) dargestellt.

Sowohl in Abb. 4.14 links als auch rechts ist zu sehen, daß in der Umgebung der Fingerspitzen mehr Leistung dissipiert wird als weiter innerhalb der Zelle. Da die Metallisierung nicht ganz bis zum Rand der Zelle reicht, sind die Stromdichten und damit auch die Verlustleistungen in R_{Sh} nahe der Fingerspitzen größer als weiter im Zellinneren. Eine quantitative Auswertung von Abb. 4.14 (rechts) ergibt ein Verhältnis von 2.37 zwischen der Verlustleistung am Fingerende und weiter innerhalb der Zelle.

Serienwiderstandsverluste in der Metallisierung

Ein schlecht dimensioniertes Metallisierungsgrid auf der Zellvorderseite bzw. ungewollte Verengungen des Querschnitts der Metallisierung können Leistungsverluste bewirken, deren Lokalisierung aus technologischer Sicht sehr wünschenswert sein kann. Aus physikalischer Sicht handelt es sich hierbei wiederum um Serienwiderstandsverluste und somit um das prinzipiell gleiche Phänomen wie bei Verlusten im Emitterschichtwiderstand. Abb. 4.15 zeigt ein künstliches, nichtsdestotrotz sehr illustratives Beispiel für solche Verluste: Die Busbars der untersuchten Zelle (Cz-Zelle 2) haben mehrere schmale Stellen, da sie für den Einsatz zusammen mit einem Zellverbinder konzipiert wurden. Da die Zelle wiederum mit nur 4 Nadeln kontaktiert wurde und kein Zellverbinder verwendet wurde, sind diese Stellen des Busbars Engstellen, die für die von der Zelle gelieferten Ströme deutlich unterdimensioniert sind.

Dies zeigt sich in Abb. 4.15 deutlich daran, daß an diesen Stellen ein erhöhtes Thermographiesignal aufgrund der Leistungsverluste im erhöhten Serienwiderstand der Busbars detektiert wird. Ein ähnliches Phänomen ist schwächer ausgeprägt auch bei mc-Zelle 2, die das gleiche Bus-Design aufweist, zu sehen (siehe Abb. 4.20).

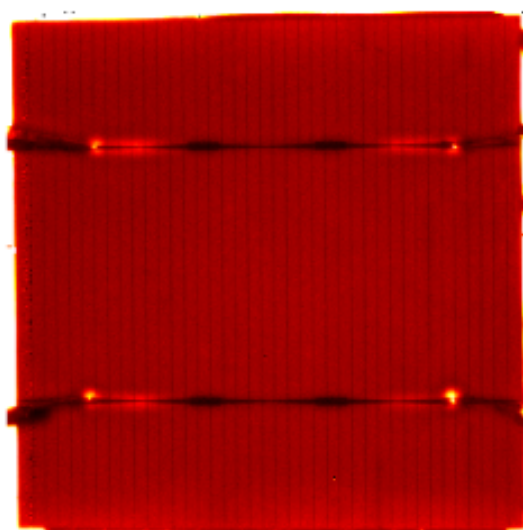


Abbildung 4.15: -90° Bild von Cz-Zelle 2 gemessen unter J_{SC} -Bedingungen. Das Thermographiebild wurde mit einem Bild des Metallisierungsgrids der Solarzelle hinterlegt, um die Übereinstimmung der Positionen von verengten Busbars und Leistungsverlusten deutlicher zu visualisieren.

Quantitativer Vergleich von Hell- und Dunkel-Thermographie

Cz-Zelle 1 eignet sich hervorragend als Beispiel für einen quantitativen Vergleich der in Hell- und Dunkel-Thermographie sichtbaren und quantifizierbaren Verlustmechanismen. Hierbei soll ein quantitativer Vergleich der Verlustleistung durch

- den Einfluß lokaler Shunts, die mit großer Wahrscheinlichkeit auf Prozessierungsprobleme zurückzuführen sind,
- und die Volumenrekombination, die in dieser Zelle speziell durch die für Cz-Silizium typische Ringstruktur („striation rings“) repräsentiert wird,

durchgeführt werden. Die hier untersuchte Zelle ist dieselbe wie in [RBJ⁺02]. In dieser Veröffentlichung wurden bei einer Biasspannung von 570 mV deutlich die Cz-Ringstruktur mit Dunkel-Thermographie nachgewiesen, auch wenn die Messungen stärker verrauscht waren als LBIC-Messungen, die zum Vergleich angefertigt wurden. Um den Anschluß an diese Messungen zu gewährleisten wurde ein Dunkel-Thermographie-Bild bei 580 mV Biasspannung angefertigt, das die Cz-Ringstruktur mit gleicher Güte zeigt wie die in [RBJ⁺02] präsentierten Messungen. Dies zeigt, daß beide Messungen mit ungefähr gleicher Sensitivität durchgeführt wurden.

Da in dieser Arbeit primär Verlustleistungen unter Operationsbedingungen untersucht werden sollen, ist es wünschenswert, möglichst nahe am MPP ($V_{MPP} = 499.8 \text{ mV}$) der Solarzelle zu messen. Deshalb wurden sowohl Hell- als auch Dunkel-Thermographie-Messungen bei 502 mV bzw. 500 mV durchgeführt (siehe Abb. 4.17). Die Cz-Ringstruktur ist in der Hell-Thermographie-Messung deutlich zu sehen und vergleichbar mit den mittels SR-LBIC gemessenen Inhomogenitäten in der effektiven Diffusionslänge (siehe Abb. 4.16). Im Gegensatz dazu ist die Cz-Ringstruktur in der Dunkel-Thermographie-Messung bei V_{MPP} nur sehr schwach zu erkennen. Es wurde getestet, daß dies kein Skalierungsproblem ist. Der Unterschied im Vergleich zu [RBJ⁺02] ist vielmehr darin begründet, daß dort eine um 80 mV höhere Biasspannung verwendet wurde, wodurch Rekombinationsverluste über diodenartige Leckströme deutlich stärker hervortreten, die Leistungsverluste an lokalen Punktshunts jedoch nur relativ wenig zunehmen. Gleichzeitig ist aber eine Messung nahe V_{MPP} wünschenswert, um die Verlustleistungen unter Operationsbedingungen der Solarzelle evaluieren zu können.

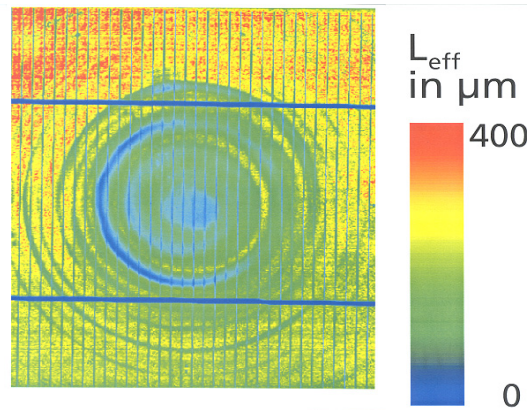


Abbildung 4.16: L_{eff} -Map von Cz-Zelle 1. Relativ zu Abb. 4.17 ist die Zelle um 180° gedreht.

Schon ein qualitativer Blick auf die Dunkel-Thermographie-Messung zeigt, daß in ihr die Shunts einen wesentlich stärkeren Einfluß auf das Solarzellenergebnis zu haben scheinen als die Rekombination in der Cz-Ringstruktur, wohingegen das Hell-Thermographie-Bild einen wesentlich stärkeren Einfluß der Lebensdauerereffekte zeigt. Da Hell-Thermographie näherungsweise unter realen Arbeitsbedingungen der Solarzelle mißt, kann gefolgert werden, daß das mit Hell-Thermographie ermittelte Verlustbild auch näher an der in der Solarzelle vorliegenden Verlustverteilung liegt.

Dieser Vergleich soll im Folgenden quantitativ durchgeführt werden. Hierfür werden zunächst die Regionen definiert, in denen der jeweils zu untersuchende Anteil der Verlustströme aufgrund von Rekombination bzw. punktuellen Leckströmen dissipiert wird. Für die Rekombinationsverluste ist dies die in Abb. 4.17 mit einem weißen Rechteck gekennzeichnete Fläche in der Mitte der Zelle (Rekombinations-Bereich). Sie hat einen Flächenanteil von ca. 22% an der Solarzelle.

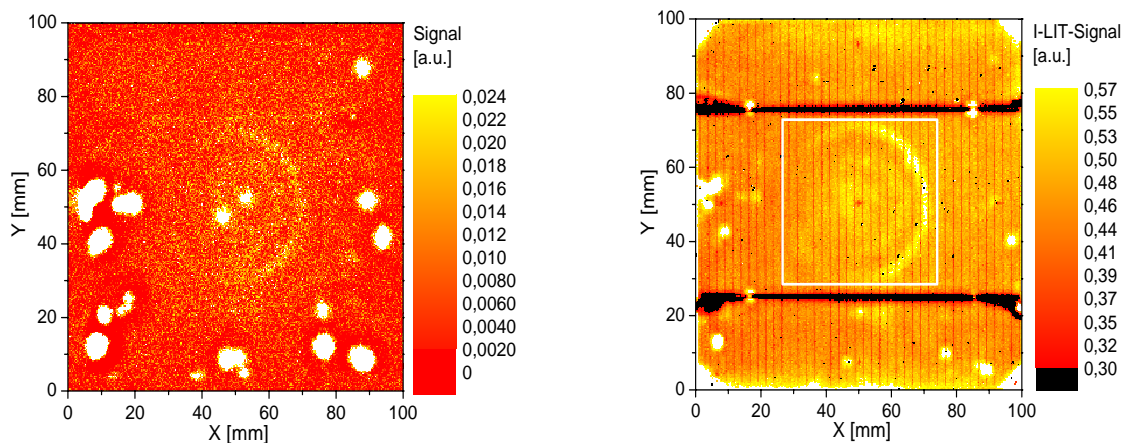


Abbildung 4.17: Vergleich von Hell- und Dunkel-Thermographie am Beispiel von Cz-Zelle 1. Links ist das mit Dunkel-Thermographie gemessene -90° -Bild bei 500 mV Biasspannung und einer Lock-In-Frequenz von 6 Hz zu sehen, rechts das -90° -Bild bei 502 mV gemessen mit Hell-Thermographie und 31 Hz Lock-In-Frequenz.

Für die punktuellen Leckströme werden jeweils hinreichend große Regionen um die Punkte starker lokaler Verlustleistungen definiert und diese Flächen als eine zweite Region (Shunt-Bereiche) zusammengefasst. Diese Region hat einen Flächenanteil von ca. 7% an der Gesamtsolarzelle. Um nun für Dunkel-Thermographie eine Abschätzung der Schädlichkeit der Shunt-Bereiche relativ zum Rekombinations-Bereich durchführen zu können, wird jeweils das Thermographiesignal im quantitativen -90° -Bild über den beiden Flächen aufintegriert. Als Ergebnis erhält man, daß ca. 62.5% des gesamten Dunkel-Leckstroms bei 500 mV über die 7% Fläche der Shunt-Bereiche abfließt, wohingegen nur ca. 16.8% des Dunkel-Leckstroms im Rekombinations-Bereich dissipiert wird. Folglich würde man anhand der Dunkel-Thermographie die punktförmigen Leckströme als die eindeutig zellbegrenzenden Merkmale identifizieren (siehe auch Tab. 4.3).

Tabelle 4.3: Relativer Anteil des Rekombinations-Bereichs und der Shunt-Bereiche an den mit Hell-Thermographie und Dunkel-Thermographie nach verschiedenen Verfahren berechneten Verlustleistungen. Hierbei entspricht HTG1 dem Verfahren des „Potentials zur Wirkungsgradsteigerung“ und HTG2 dem Konzept der „vermeidbaren Verluste“ (siehe Text). Die letzte Spalte gibt die mögliche relative Wirkungsgradsteigerung, berechnet nach dem Konzept des „Potentials zur Wirkungsgradsteigerung“, an.

	Flächenanteil [%]	Anteile an Leistungsverlusten			η_{incr}
		DTG	HTG1	HTG2	$[\%_{rel}]$
		[%]	[%]	[%]	
Punkt-Shunts	7	62.5	23	6.8	2.8
Rekomb.-Bereich	22	16.8	64	26.7	6.6

Nun soll eine ähnliche Bewertung mit Hell-Thermographie durchgeführt werden. Da in Hell-Thermographie im Gegensatz zu Dunkel-Thermographie immer ein erhebliches Grundsignal in der Messung vorhanden ist, können nicht einfach die Signale über den einzelnen Bereichen aufintegriert werden. Für den quantitativen Vergleich werden deshalb die beiden in Kapitel 4.5.4 vorgestellten Methoden des „Potentials zur Wirkungsgradsteigerung“ sowie der „vermeidbaren Verluste“ angewendet. Für die Auswertung nach der Methode des „Potentials zur Wirkungsgradsteigerung“ wurde ein Bereich mit wenig Verlustleistungen oben links auf der gleichen Solarzelle als Referenzfläche verwendet. Die Auswertung erfolgte dann wie in Kapitel 4.5.4 beschrieben.

Mit dieser Auswertemethode errechnet man einen Beitrag von 64% zu den zusätzlichen Verlusten durch den Rekombinations-Bereich und von nur ca. 23% durch die Shunt-Bereiche. Hieraus ergeben sich relative Verbesserungen des Zellwirkungsgrads von 6.6% bzw. 2.8%, wenn die zusätzlichen Verluste im Rekombinations-Bereich bzw. in den Shunt-Bereichen vermieden werden könnten. Es zeigt sich, daß die Beurteilung der Verluste durch punktförmige Leckströme und durch (Volumen-)Rekombination in den beiden verwendeten Methoden genau gegensätzlich ist. Dies ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf zwei Unterschiede in den Meßbedingungen zurückzuführen, auf die schon mehrfach hingewiesen wurde:

Zum einen findet bei Dunkel-Thermographie eine elektrische Injektion von Minoritäten statt, was einer optisch extrem kurzwelligen Anregung entsprechen würde, die ihr Maximum gerade am pn-Übergang hätte. Eine solche Anregung ist sehr sensitiv für Defekte im pn-Übergang und aufgrund der geringen Eindringtiefe eher unempfindlich gegenüber Volumenrekombination. Die Hell-Thermographie hat im vorliegenden Meßaufbau hingegen eine Generation mit 914 nm Wellenlänge (Eindringtiefe ca. 30 μm) und ist somit sensitiv auf Volumeneffekte. Somit liegt es nahe, daß die Hell-Thermographie näher an den realen Betriebsbedingungen einer Solarzelle mit AM1.5G Beleuchtung mißt, jedoch ist zu bemerken, daß bei 914 nm Wellenlänge Volumeneffekte bereits leicht überschätzt werden. Dies wird weiter unten genauer untersucht. Eine experimentelle Korrekturmöglichkeit wäre der Einsatz eines kurzwelligeren Halbleiterlasers oder die Mischung mehrerer Laserwellenlängen. Zur Zeit ist ein Aufbau mit 2 Wellenlängen (914 nm und 804 nm) in Entwicklung. Zum anderen besteht ein weiterer Unterschied zwischen Hell- und Dunkel-Thermographie darin, daß bei Hell-Thermographie die Generation (= Anregung) weitgehend homogen auf der ganzen Fläche stattfindet, wohingegen bei der Dunkel-Thermographie eine Injektion direkt unter den Metallisierungsfingern bevorzugt ist, da dadurch der Serienwiderstand des Emitters vermieden wird. Wie in Abb. 4.17 (rechts) zu sehen ist, liegt ein erheblicher Anteil der Punktshunts unter oder nahe der Vorderseitenmetallisierung. Dies führt ebenfalls zu einem bevorzugten Stromfluß durch die Punkt-Shunts im Dunkel-Thermographie-Bild. Dies könnte ebenfalls für die beobachteten Unterschiede verantwortlich sein.

Die zweite Auswertemethode für Hell-Thermographie, die hier angewendet werden soll, ist das Konzept der „vermeidbaren Verluste“. Mit dieser Methode findet man, daß der Rekombinations-Bereich ca. 26.8% zu den vermeidbaren Verlusten beiträgt und die Shunt-Bereiche ca. 6.8%. Der deutliche Unterschied zum Konzept des Potentials zur Wirkungsgradsteigerung hat seine Ursache im Wirkungsgrad der untersuchten Solarzelle von 14.3 %. Dieser ist weit vom möglichen Optimum entfernt. Somit ist ein großer Teil der vermeidbaren Verluste durch die Technologie bedingt und homogen auf der gesamten Solarzelle vorhanden. Deshalb sind auch die berechneten Anteile der beiden Bereiche an den gesamten vermeidbaren Verlusten relativ nahe an ihrem jeweiligen prozentualen Anteil an der Zellfläche. Aus diesem Grund macht eine Berechnung möglicher Wirkungsgradsteigerungen durch Vermeiden der Bereiche mit Defekten mit diesem Verfahren relativ wenig Sinn, da man bei der Berechnung der Verbesserungen gleichzeitig annehmen würde, daß in den untersuchten Bereichen mit Defekten nicht nur diese vermieden würden, sondern daß in diesen Bereichen gleichzeitig eine im Vergleich zur restlichen Zelle wesentlich verbesserte Zelltechnologie verwendet würde. Somit ergäbe sich eine Zelle, die in verschiedenen Zellbereichen verschiedene Zelltechnologien hätte. Es zeigt sich, daß das Konzept der vermeidbaren Verluste in vergleichbaren Fällen nicht angewendet werden sollte. Seine Stärke liegt in der Optimierung von Zellstrukturen, wenn verschiedene Zellkonzepte untersucht werden sollen, um einen (neu zu erstellenden) Zellprozeß möglichst optimal zu definieren.

Multikristallines Material und Korngrenzen

Obwohl in der Dunkel-Thermographie größere Bereiche erhöhter Volumenrekombination in multikristallinem Silizium ein meßbares Signal liefern [LB02, BOA⁺04], das gut mit LBIC-Messungen korreliert, konnte bisher in Dunkel-Thermographie kein meßbares Signal von einzelnen Korngrenzen gefunden werden [LB02]. Diese Beobachtung deckt sich gut mit den vom Autor am Fraunhofer ISE durchgeführten Experimenten. Es muß jedoch davon ausgegangen werden, daß elektrisch aktive Korngrenzen und Versetzungen in ihrer Umgebung einen erheblichen Einfluß auf das Rekombinationsverhalten und somit das Solarzellenergebnis haben. Deshalb ist es wünschenswert, ihren Einfluß mit einer Methode zu messen, die in der Lage ist, Verlustleistungen

orts aufgelöst zu quantifizieren. Hell-Thermographie bietet hierfür eine geeignete Möglichkeit. Abb. 4.18 zeigt als Beispiel das 0° Bild einer Messung an mc-Zelle 2 unter V_{OC} -Bedingungen. Bei diesen Meßbedingungen treten Rekombinationsverluste besonders in den Vordergrund, und im Gegensatz zu Dunkel-Thermographie-Messungen sind in Abb. 4.18 einzelne Korngrenzen deutlich als Orte erhöhter Verlustleistungen — vermutlich aufgrund von Ladungsträgerrekombination — zu sehen. Das 0° Bild wurde gewählt, da es eine höhere Ortsauflösung als das -90° Bild bietet und so einzelne Korngrenzen besser auffindbar sind.

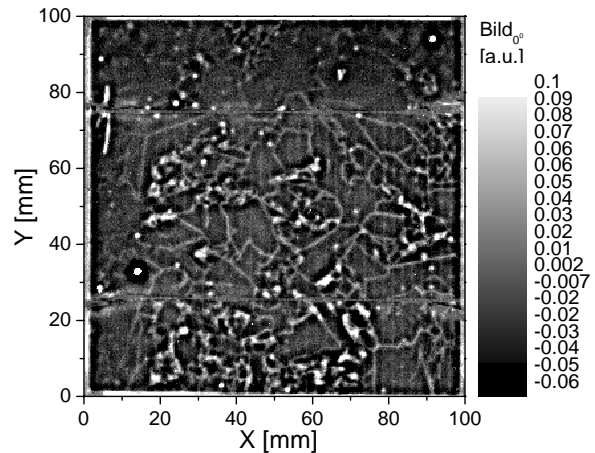


Abbildung 4.18: 0° Bild von mc-Zelle 2, gemessen unter V_{OC} -Bedingungen. Die Verlustleistungen aufgrund von Rekombination an einzelnen Korngrenzen sind deutlich sichtbar.

Einfluß der Materialqualität auf η bei Solarzellen aus multikristallinem Silizium

In diesem Abschnitt soll der Einfluß der multikristallinen Materialqualität und insbesondere der Rekombination an Korngrenzen auf den Solarzellenwirkungsgrad quantitativ untersucht werden. Hierzu wurde eine multikristalline Solarzelle (mc-Zelle 3) aus einer industriellen Produktion verwendet. Diese Zelle weist einen Bereich kleiner Körner mit erhöhter Rekombination insbesondere an den Korngrenzen auf. Das -90° Bild bei einer Spannung von 479 mV ($V_{MPP} = 479.9\text{ mV}$) ist in Abb. 4.19 dargestellt. Der Bereich schlechter Materialqualität ist ungefähr in der Zellmitte zu sehen. Im 0° Bild können, wie im LBIC-Bild, auch in diesem Bereich einzelne Korngrenzen aufgelöst werden. Da hier jedoch eine quantitative Betrachtung durchgeführt werden soll, wurde das -90° Bild zur Darstellung gewählt, das proportional zu den wahren Leistungsverlusten ist. Dem Konzept des Potentials zur Wirkungsgradsteigerung folgend soll untersucht werden, wie stark der Zellwirkungsgrad steigen könnte, wenn dieser Bereich schlechter Materialqualität (markiert durch die große weiße Box in der Mitte der Solarzelle) durch einen Bereich guter Materialqualität (kleine weiße Box in Abb. 4.19 links) ersetzt werden würde. Unter der Annahme, daß die Wirkungsgradsteigerung unter monochromatischer Beleuchtung bei 914 nm und unter AM1.5G Beleuchtung identisch ist, ergibt sich eine relative Steigerung des Zellwirkungsgrads um 12.5%. Um zu untersuchen, wie stark der Einfluß des verschiedenen Spektrums der Lichtquellen ist,

wurde ein Modell einer industriellen Solarzelle in PC1D verwendet und an die Zellparameter der hier untersuchten Zelle angepaßt. Unter monochromatischer Beleuchtung bei 914 nm wurde die gemessene Wirkungsgradsteigerung durch Veränderung von ausschließlich

- der Volumenlebensdauer,
- des Serienwiderstandes bzw.
- des Parallelwiderstandes

im PC1D Modell realisiert. Mit den so gewonnenen Informationen wurde nun die sich ergebende Wirkungsgradsteigerung unter AM1.5G Bedingungen berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zu finden. Man sieht, daß eine Messung bei monochromatischer Beleuchtung mit 914 nm Wellenlänge die Verluste aufgrund von R_S und Volumenrekombination leicht überbewertet und die aufgrund von niedrigen Parallelwiderständen unterbewertet. Jedoch kann in den meisten Fällen schon anhand des Verlustleistungsbilds beurteilt werden, um welchen dieser drei Fälle es sich mit großer Wahrscheinlichkeit handelt, so daß anhand von Tabelle 4.4 beziehungsweise ähnlicher, an die jeweilige Solarzelle angepaßter Modelle, eine Abschätzung der Verlustleistung unter AM1.5G Bedingungen möglich ist.

Das wahre Wirkungsgradsteigerungspotential von mc-Zelle 3 ist bei Vermeidung der schlechten Materialqualität im betrachteten Bereich somit bei ca. 7.5% anstatt der gemessenen 12.5% anzusiedeln. Dennoch sind die bei Hell-Thermographie realisierten Meßbedingungen deutlich näher an den realen Betriebsbedingungen einer Solarzelle als bei Dunkel-Thermographie. Experimentelle Verfahren zur weiteren Verringerung der Diskrepanzen wurden bereits diskutiert.

Tabelle 4.4: PC1D Simulationen zum „Mismatch“ der Verlustleistungsverteilung bei AM1.5G und monochromatischer 914 nm Beleuchtung. Alle Wirkungsgradsteigerungen sind relative Werte und beziehen sich auf eine industrielle, an mc-Zelle 3 angelehnte Zelltechnologie.

Verlustmechanismus	R_P	R_S	τ_{bulk}
η_{incr} monochromatisch 914 nm	12.5%	12.5%	12.5%
η_{incr} AM1.5G	26.8%	6.2%	7.5%

Vergleich mit LBIC-Messungen

Da Hell-Thermographie, wie bereits in einigen Beispielen gezeigt wurde, Verlustleistungen durch Rekombination mit guter Ortsauflösung messen kann, ist es naheliegend, diese Methode mit

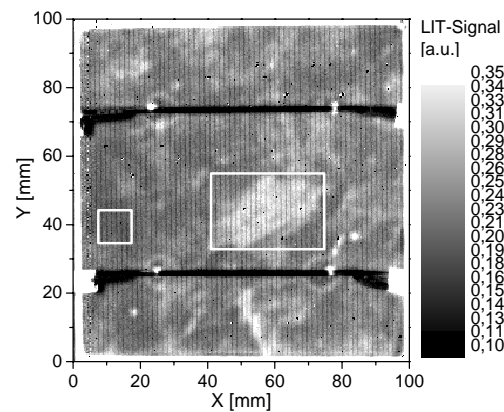


Abbildung 4.19: -90° Bild der mc-Zelle 3, gemessen bei 479 mV Vorspannung. Die große weiße Box in der Mitte kennzeichnet den schlechten Bereich, der „entfernt“ werden soll, die linke kleine Box den weitgehend defektfreien Bereich.

LBIC- und SR-LBIC-Messungen zu vergleichen. LBIC ist bei geeigneten Wellenlängen des Generationslichtes eine sehr sensitive Methode zur Messung der Rekombination im Volumen und an der Rückseite fertiger Solarzellen. Die Methode der SR-LBIC wird in Kapitel 5.2.3 ausführlich diskutiert, jedoch soll hier schon darauf hingewiesen werden, daß die aus LBIC und SR-LBIC erhaltenen Informationen über das Rekombinationsverhalten immer unter J_{SC} -Bedingungen gemessen wurden, wohingegen man bei Hell-Thermographie Rekombinationsmechanismen bevorzugt unter V_{OC} - oder V_{MPP} -Bedingungen untersucht.

Wie bereits in Abb. 4.17, 4.18 und 4.19 gezeigt wurde, ist Hell-Thermographie in der Lage, neben punktförmigen Leckströmen Leistungsverluste aufgrund von Volumenrekombination zu detektieren. In Abb. 4.20 ist ein Vergleich des LBIC-Bilds bei 905 nm Wellenlänge und das -90° Bild der Hell-Thermographie unter V_{OC} -Bedingungen für mc-Zelle 2 dargestellt. Das 0° Bild der gleichen Zelle ist in Abb. 4.18 zu sehen. Vergleicht man diese drei Bilder, so sieht man, daß das -90° Bild, das das quantitative Hell-Thermographie-Bild darstellt, eine relativ schlechte Ortsauflösung hat, was zu einer gewissen Unschärfe in den Strukturen führt. Jedoch stimmen Bereiche hoher Leistungsverluste (im Hell-Thermographie-Bild hell dargestellt) exakt mit Bereichen hoher Rekombination / niedriger EQE in LBIC (dunkle Bereiche im LBIC-Bild) überein. Einzelne Korngrenzen sind im -90° Bild aufgrund der schlechten Ortsauflösung nicht (kleinkristalline Bereiche) oder nur schwer (Bereiche größerer Körner) auszumachen. Das 0° Bild (Abb. 4.18) zeigt hingegen dank seiner besseren Ortsauflösung die komplette Kornstruktur, wie sie auch im LBIC-Bild erkennbar ist. Im Gegensatz zum -90° Bild sind im 0° Bild die größeren Bereiche erhöhter Volumenrekombination nicht sichtbar. Dies kann leicht aus Tabelle 4.1 verstanden werden: Für eine thermisch dünne Probe ist die Amplitude des 0° Bildes für ausgedehnte Regionen des Leistungseintrags in die Probe gerade 0. Da relativ zu Λ diese Bereiche schlechter Materialqualität großflächig sind, dürfen sie kein Signal im 0° Bild liefern. Zusätzlich zu den im LBIC-Bild zu erkennenden Rekombinationsmechanismen ist in den Hell-Thermographie-Messungen jedoch stets zusätzlich die Verlustleistung aufgrund lokaler Leckströme und aufgrund von Serienwiderständen zu finden. Hell-Thermographie ist also in der Lage, ein gesamtes Bild der Verlustmechanismen und -leistungen in Solarzellen zu liefern. Dieses enthält insbesondere die Verluste aufgrund von lokalen Leckströmen, wie sie in Dunkel-Thermographie gemessen werden, sowie von Rekombination, wie sie z.B. mit LBIC gemessen wird. Ähnliche Ergebnisse wurden auch auf diversen anderen Zellen gefunden (siehe z.B. Cz-Zelle 1 oder mc-Zelle 3), sollen hier aber aus Platzgründen nicht ausführlich diskutiert werden.

Rekombinationsverluste an Oberflächenschädigungen

Unter V_{OC} -Bedingungen ist Hell-Thermographie, wie bereits gezeigt wurde, sehr sensitiv auf Rekombinationsverluste. Bisher wurde im Wesentlichen der Einfluß der Volumenrekombination untersucht. Inhomogenitäten in den Rekombinationsgeschwindigkeiten an den beiden Zelloberflächen, die absichtlich oder unabsichtlich bei der Prozessierung bzw. durch Charakterisierungsmethoden verursacht sein können, tragen jedoch ebenso zur Rekombination und somit zu den Verlustleistungen einer Solarzelle bei. Die Untersuchung von Inhomogenitäten in den Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten mit Hell-Thermographie soll im Folgenden an zwei Beispielen erläutert werden.

Abb. 4.21 zeigt das 0° Bild von Cz-Zelle 2 unter J_{SC} -Bedingungen (links) und unter V_{OC} -Bedingungen (rechts). Die Zelle wurde vor der hier präsentierten Messung am ECN mit dem