

## Kapitel 5

# Analyse von lokalen parasitären Widerständen

Mit dem Begriff *parasitäre Widerstände* fasst man Verlustmechanismen mit ohmschen Verhalten zusammen. Im Zweiodenmodell (s. Abschnitt 2.2) beschreiben ein Parallelwiderstand,  $R_p$ , und ein Serienwiderstand,  $R_s$ , Effekte von parasitären Widerständen. Weit verbreiteter Standard zur Charakterisierung von Solarzellen ist die Bestimmung von  $R_s$  und  $R_p$  durch den Vergleich der gemessenen Kennlinien mit dem Zweiodenmodell.

In diesem Kapitel werden realistische Simulationsmodelle für lokale Parallel- und Serienwiderstände vorgestellt und der Einfluss auf die globale Kennlinie analysiert. Damit kann die Beschreibbarkeit dieser lokalen Verlustmechanismen durch das Zweiodenmodell analysiert und die Aussagekraft der üblichen angegebenen globalen Werte für  $R_s$  (Abschnitt 5.1) und  $R_p$  (Abschnitt 5.2) überprüft werden. Zusätzlich werden lokale parasitäre Widerstände, die durch typische Fehler in der Prozessierung entstehen (z.B. Justierungsfehler beim Siebdruck), modelliert und die Auswirkung auf die Gesamtkennlinie untersucht.

### 5.1 Analyse von lokalen Serienwiderständen

Mehrere Ursachen tragen zum Gesamtserienwiderstand einer Solarzelle bei: der Halbleiterserienwiderstand in Emitter und Basis, der Kontaktwiderstand zwischen Metallisierung und Halbleiter und der Leitungswiderstand der Metallisierung. Im Zweiodenmodell (s. Abschnitt 2.2) werden all diese Einflüsse in einem den Dioden vorgeschalteten Widerstand zusammengefasst,  $R_s$ , *lumped*,<sup>1</sup> der im Folgenden mit *globaler* Serienwiderstand bezeichnet wird.

Ein globaler Serienwiderstand bewirkt eine Abflachung der Dunkelkennlinie bei hohen Spannungen. Bei den Hellkennlinienparametern führt ein Serienwiderstand im Wesentlichen zu einer Verringerung des Füllfaktors. Sehr große Serienwiderstände reduzieren zusätzlich  $J_{sc}$ , allerdings ist für eine signifikante Reduzierung von  $J_{sc}$  der Füllfaktor für typische Solarzellen bereits unter 30% abgefallen,<sup>2</sup> siehe z.B. [Glu95], S. 29.

Weit verbreiteter Standard in der Solarzellencharakterisierung ist die Ermittlung von

---

<sup>1</sup>von lumped (engl.) = konzentriert, pauschal

<sup>2</sup>Die „Hellkennlinie“ ist dann durch  $U \approx R_s I - J_{sc}$  beschreibbar.

$R_{s, lumped}$  aus dem Fit des Zweidiodenmodells an die gemessene Dunkel- oder Hellkennlinie. Bestimmte Verteilungen von Serienwiderständen lassen sich jedoch nicht mehr mit einem  $R_{s, lumped}$  beschreiben, d.h. die Kennlinien nicht mehr mit dem Zweidiodenmodell anfiten.

Bereits 1950 wurden erste theoretische Überlegungen zur Eigenschaft verteilter Serienwiderstände publiziert (s. [Pri55]). Eine ausführliche Literaturübersicht zu verteilten Serienwiderständen findet sich in [Alt94], S.25 ff. Bevor die numerische Solarzellensimulation in zwei Dimensionen aufgrund der Rechenleistung und verfügbaren Programme einfach handhabbar war, befassten sich die Veröffentlichungen vor allem mit vereinfachten analytischen oder wenig komplexen numerischen Modellen zur Beschreibung der Stromflüsse in der Solarzelle aufgrund verteilter Serienwiderstände. Mit der Etablierung komplexer numerischer Halbleitersimulationsprogramme konnte die Evaluierung von Serienwiderstandseffekten ohne wesentliche Näherungen durchgeführt werden. Dies wurde beispielsweise für die PERL-Solarzelle in [Alt94] und für die hocheffiziente Rückseitenkontaktzelle in der Diplomarbeit des Autors [Dic98] durchgeführt.

Im Unterschied zu den detaillierten, aufwendigen Analysen mittels mehrdimensionaler Halbleitersimulation soll in diesem Kapitel untersucht werden, welche Information aus den globalen Hell- und Dunkelkennlinien der Solarzelle erhalten werden kann. Dazu werden Hell- und Dunkelkennlinien mit realistischen Solarzellenmodellen simuliert und aus diesen Kennlinien Serienwiderstandswerte mit verschiedenen Auswertemethoden extrahiert. Es werden dabei nur Methoden ausgewählt, die sich ohne zusätzlichen zeitlichen Aufwand direkt an die Messung der Hell- und Dunkelkennlinie anfügen lassen. Ziel des Kapitels ist ein Vergleich der Methoden und eine abschließende Bewertung der Aussagekraft der einzelnen  $R_s$ -Werte (Abschnitt 5.1.7).

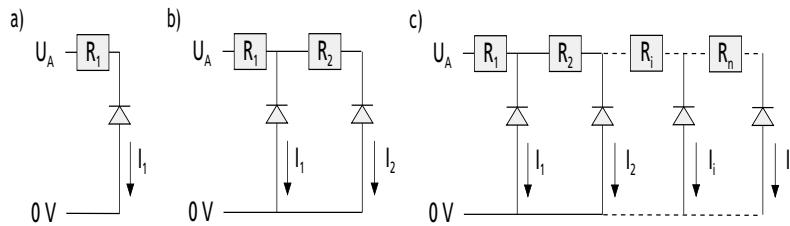
### 5.1.1 Methoden zur Bestimmung des Serienwiderstandes

Die gängigen Methoden zur Bestimmung des Serienwiderstandes lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:

1. Bestimmung von  $R_s$  durch Fit von gemessenen Kennlinien an Mehrdiodenmodelle.
  - (a) Fit der Dunkelkennlinie an das Zweidiodenmodell ( $R_{s, dark, Fit}$ ).
  - (b) Fit der Hellkennlinie an das Zweidiodenmodell ( $R_{s, light Fit}$ ,  $R_{s, light 2dfit}$ ).
  - (c) Fit der Kennlinien an Mehrdiodenmodelle ( $R_{s, IVcc}$ ).
2. Ein Vergleich von Messdaten, die durch  $R_s$  beeinflusst sind und  $R_s$ -freien Messdaten, erlaubt die Berechnung des Serienwiderstandes.
  - (a) Berechnung eines Dunkel- und Hellserienwiderstandes aus Dunkel- und Hellkennlinie ( $R_{s, dark}$  und  $R_{s, light}$ ).
  - (b) Berechnung eines spannungsabhängigen Serienwiderstandes aus Dunkel-, Hell- und  $J_{sc}V_{oc}$ -Kennlinie (bzw.  $SunsV_{oc}$ -Kennlinie).

In Klammern ist die in dieser Arbeit verwendete Bezeichnung des mit der jeweiligen Methode erhaltenen Serienwiderstandes angegeben, sie werden in den nächsten Abschnitten näher erläutert. Gängige Methode aus der Gruppe 1 ist der Fit von gemessener Hell- und Dunkelkennlinie an das Zweidiodenmodell. Da Effekte von verteilten Serienwiderständen, z.B. des Emitterschicht-

widerstandes, nicht durch einen vorgeschalteten Widerstand (Abb. 5.1 a) modelliert werden können, ist die naheliegende Erweiterung die Parallelschaltung mehrerer Dioden (Abb. 5.1 c), welche jeweils durch einen konstanten Widerstand,  $R_i$ , abgeschirmt sind.  $R_i$  stellt die Näherung an den infinitesimalen verteilten Widerstand  $\rho dx$  in der korrekten analytischen Beschreibung  $dR = \int \rho(x) dx$  dar, wie sie zur analytischen Berechnung von Serienwiderständen benutzt wird. B. Fischer entwickelte ein Programm, das den Fit von gemessener Dunkel- und Hellkennlinie an Modell c) Abb. 5.1 erlaubt [FFB00]. Zur Verdeutlichung des Einflusses lokaler Serienwiderstände, z.B. örtlich begrenzte hohe Kontaktwiderstände durch Justierungsfehler beim Siebdruck, wird hier zusätzlich ein Modell untersucht, bei dem nur ein Teil der Solarzelle durch einen Serienwiderstand abgeschirmt ist (Abb. 5.1 b).



**Abbildung 5.1:** Modelle zur Beschreibung von Serienwiderständen. Die einzelnen Dioden stellen je nach Anwendung eine Kennlinie nach dem Ein- oder Zweidiodenmodell dar. Die Modelle beschreiben a)  $R_{s, lumped}$ , b)  $R_{s, local}$  und c)  $R_{s, dist}$ .  $U_A$  ist die an den Kontakten der Solarzelle angelegte Spannung.

Diese Modelle erlauben eine generelle Unterscheidung der einzelnen Einflüsse, ihre Gültigkeit für konkrete Prozessierungsfehler in der Solarzelle muss aber jeweils überprüft werden, da z.B. laterale Ströme in der Basis auftreten können, welche nicht in den Modellen wiedergegeben werden.

Die Methoden der Gruppe 2 benutzen Messungen, die nicht oder nur leicht vom Serienwiderstand beeinflusst sind. Dies ist bei der Hellkennlinie bei  $V_{oc}$  der Fall (da kein Strom fließt) und bei der Dunkelkennlinie bei  $V_{dark, mpp}$  näherungsweise, da an diesem Punkt ( $J_{sc} - J_{mpp}$ ) fließt und somit nur ein kleiner Effekt des Serienwiderstandes auftritt. Dies erlaubt die Berechnung von jeweils einem Serienwiderstand unter Dunkel- und Hellbedingungen. Für eine Beurteilung des Effektes des Serienwiderstandes auf den Wirkungsgrad der Solarzelle ist der Hellserienwiderstand die entscheidende Größe, die — wie im Folgenden untersucht wird — i.A. vom Dunkelserienwiderstand abweicht.

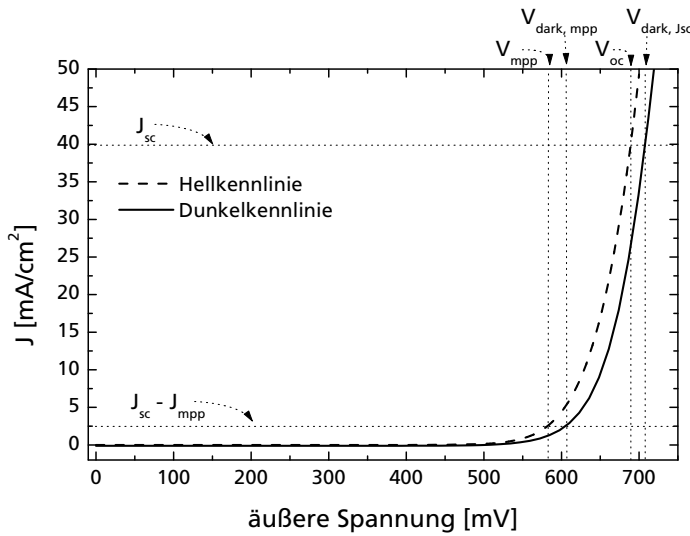
Die Unterscheidung in Dunkel- und Hellserienwiderstand aufgrund unterschiedlicher Stromflussmuster ist bereits von A. Cuevas für abgeschattete Solarzellenbereiche beschrieben worden [CRA85]. A. Aberle gibt im Zuge seiner Arbeiten zur  $J_{sc}$ - $V_{oc}$  Messmethode ([AWG93], [ARW<sup>+</sup>93]) auch eine Formel zur Berechnung von  $R_{s, dark}$  und  $R_{s, light}$  aus Dunkel- und Hellkennlinie an:

$$R_{s, dark} = \frac{V_{dark, sc} - V_{oc}}{J_{sc}} \quad (5.1)$$

$$R_{s, light, Aberle} = \frac{V_{dark, mpp} - V_{mpp}}{J_{mpp}}. \quad (5.2)$$

Zur Definition von  $V_{dark, mpp}$  und  $V_{dark, sc}$  siehe Abb. 5.2.

Die von Aberle angegebene Formel für  $R_{s, light}$  geht von der Annahme aus, dass am  $MPP$



**Abbildung 5.2:** Definition von  $V_{dark, mpp}$  und  $V_{dark, sc}$ . Aufgetragen ist die um  $J_{sc}$  geschiftete Hellkennlinie und die Dunkelkennlinie.

vernachlässigbar wenig Serienwiderstandsverluste in der Dunkelkennlinie auftreten, d.h.

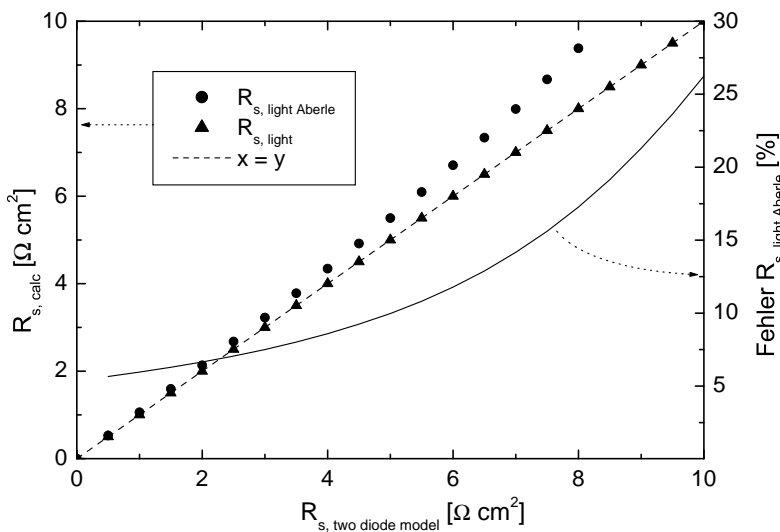
$$J_{sc} - J_{mpp} \ll J_{sc}. \quad (5.3)$$

Für typische Solarzellen beträgt der Fehler bei der Bestimmung von  $R_{s, light}$  nach 5.2 jedoch  $\Delta R_{s, light} \geq 5\%$  (siehe Abb. 5.3). Dieser Fehler lässt sich mit folgender Überlegung korrigieren: Da  $R_{s, dark}$  bekannt ist, lässt sich die Spannung  $V_{R_{s, dark}}$ , welche in der Dunkelkennlinie bei der Stromdichte  $J_{sc} - J_{mpp}$  an  $R_{s, dark}$  abfällt, mittels

$$V_{R_{s, dark}} = (J_{sc} - J_{mpp})R_{s, dark} \quad (5.4)$$

berechnen und die Formel 5.2 korrigieren:

$$R_{s, light} = \frac{(V_{dark, mpp} - V_{R_{s, dark}}) - V_{mpp}}{J_{mpp}} = \frac{V_{dark, mpp} - (J_{sc} - J_{mpp})R_{s, dark} - V_{mpp}}{J_{mpp}}. \quad (5.5)$$



**Abbildung 5.3:** Vergleich der Formeln 5.2 und 5.5 mittels Zweidiodenmodell abhängig von  $R_{s, twoDiode}$ . Da im Zweidiodenmodell  $R_{s, twoDiode}$  der tatsächliche Serienwiderstand der Hellkennlinie ist, gibt die Gerade  $x = y$  den korrekten Zusammenhang wieder. Der relative Fehler von Formel 5.2 wird durch die gepunktete Linie wiedergegeben (rechte Y-Achse).

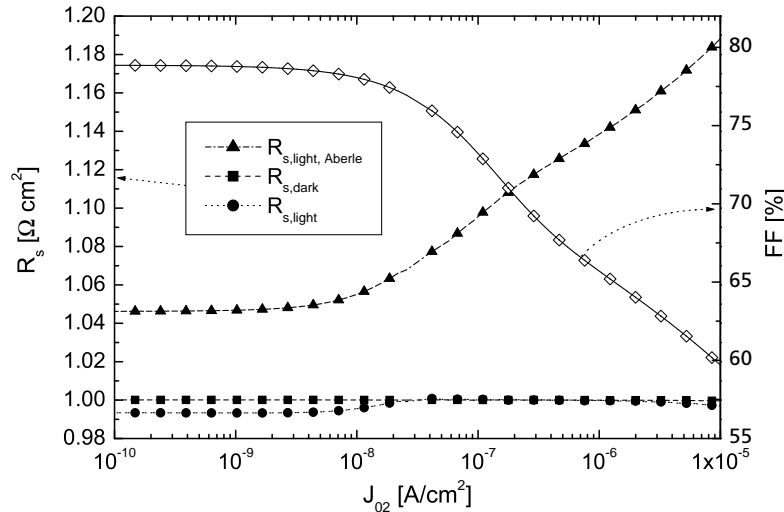
Die korrigierte Formel 5.5 erfordert keinen Mehraufwand, da alle benutzten Größen auch für 5.2 verwendet werden. Abbildung 5.3 zeigt, dass die Korrektur den Fehler für das Zweidiodenmodell behebt: Für verschiedene  $R_s = R_{s, twoDiode}$  wurden mit dem Zweidiodenmodell Hell-

und Dunkelkennlinie erzeugt und nach Formel 5.2 und 5.5 ausgewertet. Die korrekten Werte für  $R_{s, light}$  liegen demnach auf der Geraden  $x = y$ . Man erkennt die steigende Abweichung von  $R_{s, light, Aberle}$  vom korrekten Wert mit steigendem  $R_s$ , da auch die bei  $V_{dark, mpp}$  am Serienwiderstand abfallende Spannung mit  $R_s$  steigt. Formel 5.5 liefert die korrekten Werte. Bei sehr großen  $R_s$  (wenn  $R_s J_{sc}$  limitiert) wird auch Formel 5.5 fehlerhaft, da die am Serienwiderstand abfallende Spannung dann nicht mehr durch Formel 5.4 beschrieben werden kann. In diesem Fall ist der Füllfaktor jedoch bereits nahe 25%, d.h. die Hellkennlinie stellt keine Diodenkennlinie mehr dar.

Ein weiterer wichtiger Test ist die Sensibilität der ermittelten Serienwiderstandswerte auf Rekombinationseinflüsse. Wird  $J_{02}$  groß, so reduziert sich dadurch auch der Füllfaktor der Solarzelle. Diese Füllfaktorreduzierung sollte jedoch keinen Einfluss auf die ermittelten  $R_s$ -Werte haben, da sie nicht in Serienwiderstandsverlusten begründet ist. Daher wurden Hell- und Dunkelkennlinien mit Modell a) (Abb. 5.1) simuliert mit

$$I_{01} = 1 \cdot 10^{-12} \frac{A}{cm^2}, J_{SC} = 30 \frac{mA}{cm^2}, R_s = 1.0 \Omega cm^2 \text{ und } R_p = 10^{10} \Omega cm^2,$$

wobei  $J_{02}$  variiert wurde. Für jede Kennlinie wurde eine  $R_s$ -Auswertung nach Formeln 5.1, 5.2 und 5.5 durchgeführt.



**Abbildung 5.4:** Abhängigkeit von  $R_{s, light, Aberle}$  und  $R_{s, light}$  und  $R_{s, dark}$  von  $J_{02}$ . Zusätzlich ist der Füllfaktor der Solarzelle aufgetragen (rechte Y-Achse).  $R_{s, light, Aberle}$  steigt mit sinkendem Füllfaktor und gibt somit auch rekombinationsbedingte Füllfaktorverluste wieder, wohingegen  $R_{s, light}$  nur die serienwiderstandsbedingten Verluste angibt.

Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis. Zusätzlich wurde der Füllfaktor der Solarzelle aufgetragen (rechte Y-Achse). Für  $J_{02} > 10^{-8} A cm^{-2}$  sinkt der Füllfaktor der Solarzelle und  $R_{s, light, Aberle}$  steigt. Dies ist dadurch erklärbar, dass mit steigendem  $J_{02}$  sich die Spannungen  $V_{oc}$ ,  $V_{dark, sc}$ ,  $V_{mpp}$  und  $V_{dark, mpp}$  gleichmäßig verschieben, die Differenz bleibt näherungsweise konstant.  $J_{mpp}$  verringert sich mit steigendem  $J_{02}$  und damit nimmt die Gültigkeit der Bedingung 5.3 ab, d.h.  $R_{s, light, Aberle}$  weicht immer stärker vom korrekten Wert ab. Bei der Definition von  $R_{s, light}$  wird die Abweichung von  $J_{mpp}$  jedoch berücksichtigt, daher ändert sich der Wert nur geringfügig mit  $J_{02}$ .

### 5.1.2 Lokale Serienwiderstände

In den oben zitierten Arbeiten wurde der Einfluss unterschiedlicher Stromflussmuster bei Dunkel- und Hellbedingungen bzw. injektionsabhängige Effekte (z.B. Rekombinationsmechanismen) als Ursache für ungleiche  $R_{s, light}$  und  $R_{s, dark}$  untersucht. Unterschiede können jedoch auch von

lokalen ohmschen Widerständen verursacht werden. Zur Verdeutlichung wird im Folgenden eine Solarzelle nach Modell b) (Abb. 5.1) analysiert, bei der 40% der Gesamtfläche durch einen lokalen Serienwiderstand abgeschirmt<sup>3</sup> sind. Abbildung 5.5 a) zeigt die berechneten Dunkelkennlinien für verschiedene lokale Serienwiderstände:  $R_{s,local} = 0 \Omega \text{ cm}^2$  entspricht einer homogenen Solarzelle,  $R_{s,local} = \infty \Omega \text{ cm}^2$  beschreibt eine homogene Solarzelle, bei der 40% der Fläche entfernt wurden. Die Dunkelkennlinien für  $R_{s,local} = 1 \Omega \text{ cm}^2$  und  $100 \Omega \text{ cm}^2$  liegen für kleine Spannungen auf der Kennlinie für  $0 \Omega \text{ cm}^2$  und für große Spannungen auf der für  $\infty \Omega \text{ cm}^2$ . Dazwischen gibt es einen Übergangsbereich, in dem die Form der Dunkelkennlinie nicht durch das Zweiodenmodell beschrieben werden kann. In der Dunkelkennlinie wirkt sich der  $R_{s,local}$  derart aus, dass er bei hohen angelegten Spannungen  $U_a$  an den Kontakten die Spannung an der lokalen Diode reduziert und damit auch den Gesamtstrom der Solarzelle reduziert. Diese Stromreduktion ist nur bei großer Steigung der Kennlinie signifikant, d.h. bei großen Spannungen. Wenn ein Teil der Solarzelle durch einen  $R_{s,local}$  abgeschirmt wird, so kann sich der Strom maximal um den prozentualen Anteil des abgeschirmten Bereiches an der Gesamtsolarzellenfläche reduzieren. Dies führt zu einem Übergang von der  $R_s$  unbeeinflussten Kennlinie ( $R_{s,local} = 0 \Omega \text{ cm}^2$ ) zur Kennlinie der Solarzelle mit völlig abgetrenntem zweiten Bereich ( $R_{s,local} = \infty \Omega \text{ cm}^2$ ). Die Größe von  $R_{s,local}$  bestimmt den Spannungsbereich des Übergangs: Je größer  $R_{s,local}$ , desto kleiner die Spannung, bei der der Übergang beginnt.

In der Hellkennlinie hingegen wirkt sich die Verringerung des Stroms des abgeschirmten Solarzellenbereiches bei hohen Spannungen direkt auf eine Verringerung von  $J_{mpp}$  aus. Dies führt zu einer Verschiebung des *Maximum Power Point* zu kleineren Spannungen hin und einer Abnahme des Füllfaktors (und damit des Wirkungsgrads).

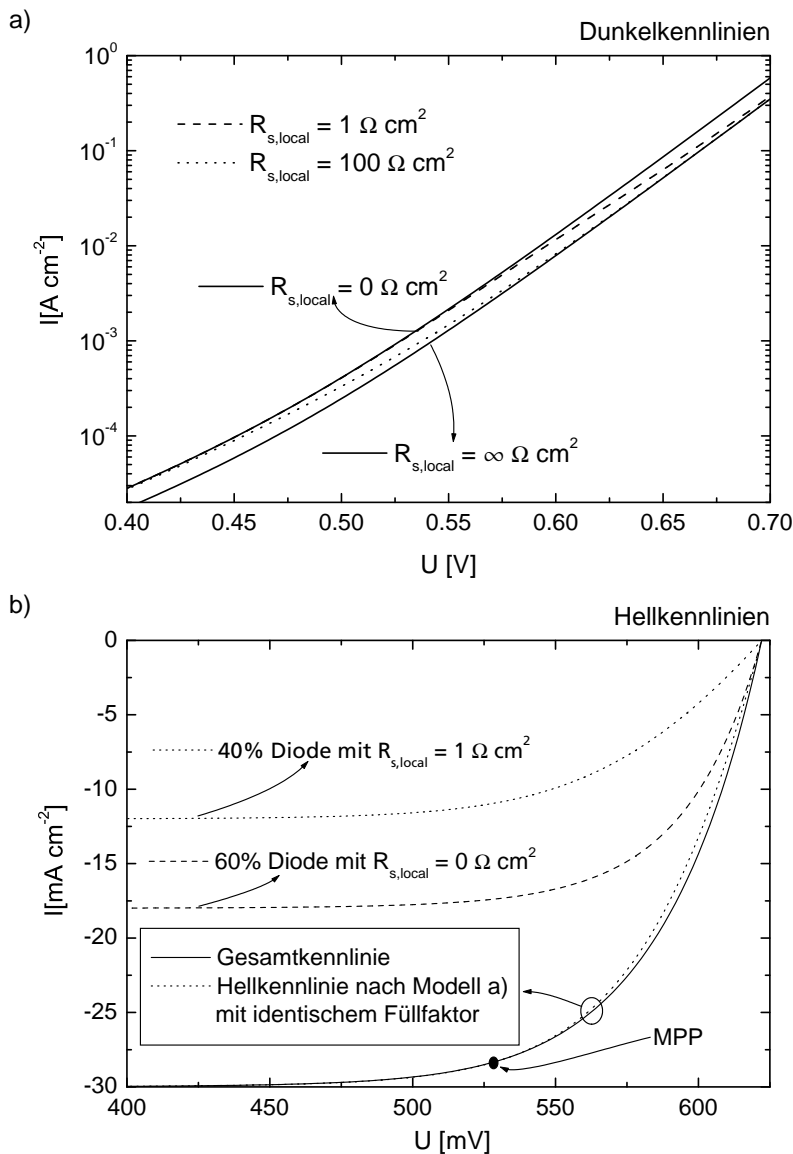
Das übliche Verfahren zur Bestimmung des  $R_s$ , der Fit der Dunkelkennlinie an das Zweiodenmodell ist sensitiv auf ein Abrunden der Dunkelkennlinie zu hohen Spannungen hin. Da die Dunkelkennlinie einer Solarzelle mit lokalem Serienwiderstand nach dem Übergangsbereich wieder einer  $R_s$ -freien Kennlinie gleicht, wird ein lokaler Serienwiderstand durch Methode 1a) nicht detektiert. Hinzu kommt, dass die Änderung im Strom in den Übergangsbereichen klein ist und i.A. bei einer Messung nicht vom Rauschen der Messwerte unterschieden werden kann. So erhält man einen vertrauensereckenden Fit nach Methode 1a), der einen vernachlässigbaren Gesamtserienwiderstand ergibt, obwohl  $R_{s,local}$  die Ursache für den Füllfaktorverlust in der Hellkennlinie ist. Dies ist bei  $R_{s,light}$  nach Formel 5.5 nicht der Fall, siehe Abschnitt 5.1.4.

Die untere gepunktete Linie in Abbildung 5.5 b) zeigt eine Hellkennlinie nach Modell a) (Abb. 5.1), welche den identischen Füllfaktor besitzt wie die berechnete lokale Kennlinie. Man erkennt die unterschiedliche Steigung der Kennlinie bei Spannung größer  $V_{mpp}$  (oberhalb des *MPP*). Sie führt dazu, dass auch eine Auswertung nach Methode 1b) einen zu niedrigen Serienwiderstand für lokale Serienwiderstände liefert.

Ein quantitativer Vergleich der Auswertemethoden findet sich ab Kapitel 5.1.4.

---

<sup>3</sup>Z.B. könnte ein Fehler beim Auftragen der Metallisierungspaste zu Lücken im Metallisierungsgrid führen, so dass 40% der Solarzelle nur über einen zusätzlichen Serienwiderstand mit den Kontaktpads verbunden sind (die Ladungsträger müssen aus den Kontakten über den Emitter die Metallisierungslücke überbrücken).



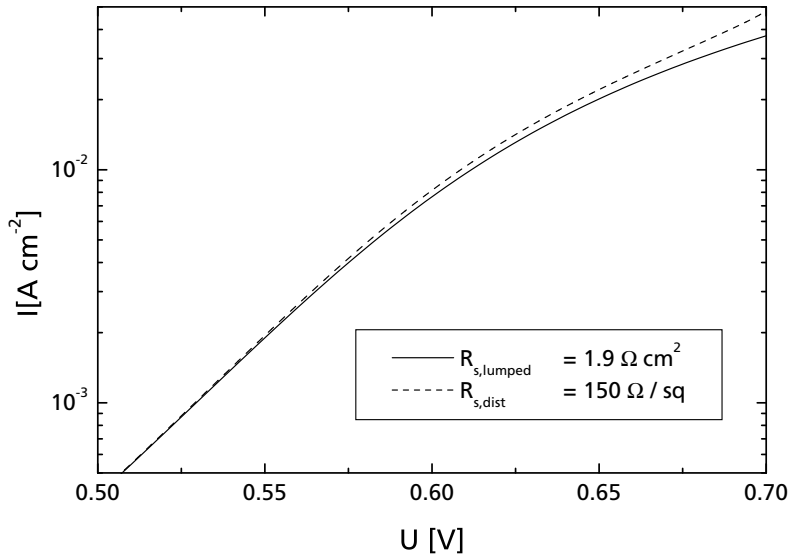
**Abbildung 5.5:** Kennlinien für verschiedene  $R_{s,local}$  bei einem Flächenanteil der abgeschirmten Diode von 40%. Im Grafen a) sind zwei verschiedene Übergangsbereiche für Dunkelkennlinien mit  $R_{s,local}$  von  $1 \Omega cm^2$  und  $100 \Omega cm^2$  dargestellt.

Graf b) verdeutlicht den Einfluss der abgeschirmten Diode auf den Gesamtstrom der Zelle im Bereich um  $500mV$  und damit auf den Füllfaktor. Zum Vergleich ist eine Hellkennlinie nach Modell a) (Abb. 5.1) mit identischem Füllfaktor aufgetragen (untere gepunktete Linie).

### 5.1.3 Verteilte Serienwiderstände

Ein verteilter Serienwiderstand kann z.B. durch den Emitterschichtwiderstand oder die Metallisierungsfinger verursacht werden. Wie in Abbildung 5.1 c) dargestellt, kann dies durch mehrere abgeschottete Bereiche modelliert werden. In dieser Modellierung stellt der verteilte Serienwiderstand eine Erweiterung des lokalen Serienwiderstandes dar. Man erwartet demnach in der Dunkelkennlinie eine steigende Abweichung zu höheren Spannungen hin, jedoch keinen definierten Übergang wie bei einem lokalen Serienwiderstand.

In Abbildung 5.6 sind zwei Dunkelkennlinien aufgetragen, die mit Modell a) und c) (Abb. 5.1) simuliert wurden, mit  $R_{s,lumped} = 1.91 \Omega cm^2$  bzw.  $R_{s,dist} = 150 \Omega cm^2$ . Dargestellt ist der für die Bestimmung des Serienwiderstandes nach Methode 1a) aus der Dunkelkennlinie kritische Bereich bei hohen Spannungen. Beide Simulationen führen zu einem identischen Füllfaktor der Hellkennlinie von 74.1%. Man erkennt die geringere Abflachung der Kennlinie mit verteiltem Serienwiderstand, d.h. der Fit an das Zweidiodenmodell ergibt einen kleineren Gesamtserienwiderstand. Die geringe Abweichung der Kennlinien führt bereits zu einem Unter-



**Abbildung 5.6:** Vergleich der Dunkelkennlinien für verteilten (gestrichelte Linie) und globalen (durchgezogene Linie) Serienwiderstand. In beiden Fällen führen die gewählten Widerstände zu einem Füllfaktor von 74.2%, d.h. beide Simulationsmodelle liefern identische Hellkennlinienparameter.

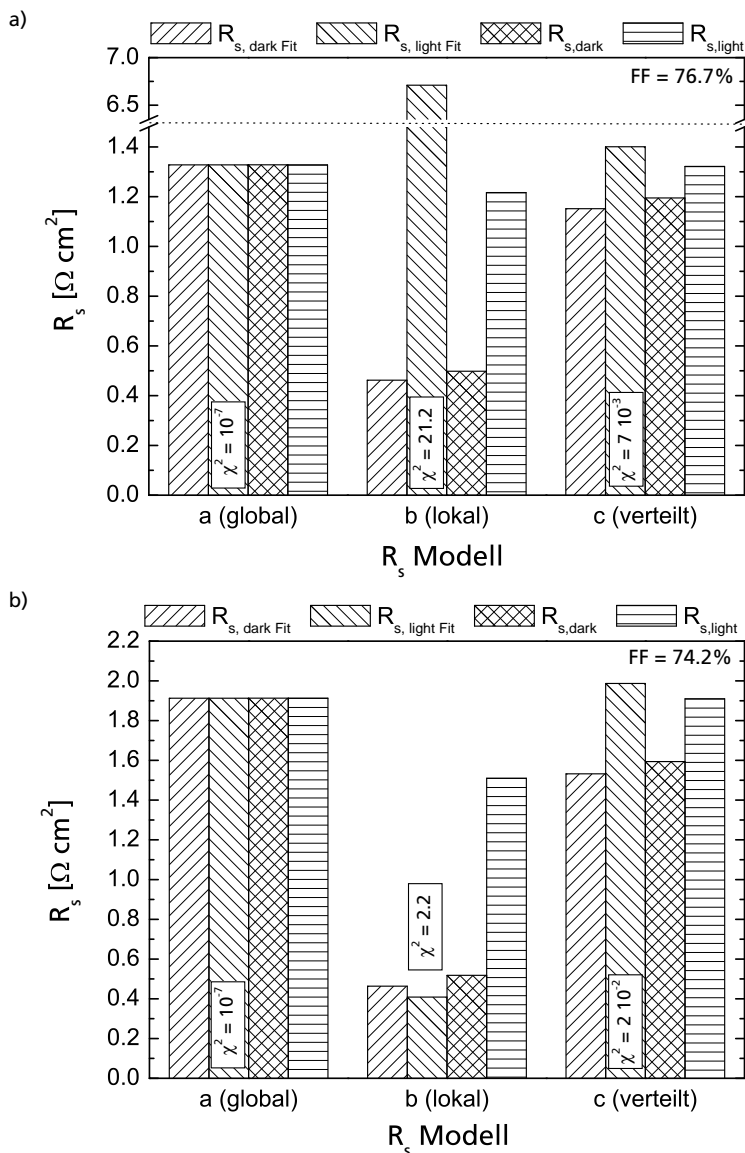
schied von  $R_s = 1.52 \Omega \text{ cm}^2$  für den verteilten (gestrichelte Linie) und  $R_s = 1.91 \Omega \text{ cm}^2$  für den globalen (durchgezogene Linie) Serienwiderstand bei Auswertung nach Methode 1a).

Im nächsten Abschnitt werden die Auswertemethoden quantitativ verglichen.

#### 5.1.4 Methodenvergleich für Zwei- und Mehrdiodenmodelle

Mit den oben beschriebenen Modellen wurde ein Vergleich der Methoden 1a, 1b und 2a zur Bestimmung des Serienwiderstandes durchgeführt. Dabei wurden die Serienwiderstände in den einzelnen Modellen jeweils so gewählt, dass die Simulation unter Hellbedingungen die gleichen Füllfaktoren ergab. Da  $V_{oc}$  und – bei den gewählten moderaten Serienwiderständen – auch  $J_{sc}$  nicht durch den Serienwiderstand beeinträchtigt sind, ergeben sich für alle Modelle identische Hellkennlinienparameter. Die Basisdaten für das Zweidiodenmodell wurden mit einem Serienwiderstand von  $0.4 \Omega \text{ cm}^2$  für alle Zellbereiche gewählt. Dieser stellt den homogenen Serienwiderstand der Solarzelle dar, verursacht z.B. durch den Leitungswiderstand im Halbleiter und der Metallisierung. Die unbeeinträchtigte Solarzelle hätte damit einen Füllfaktor von 80.7%.

Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis des Vergleichs. Es wurden zwei verschiedene  $R_s$ -Klassen gewählt, die zu einem Füllfaktor von 76.7% und 74.2% führen, was einem globalen Serienwiderstand von  $R_{s,\text{global}} = 1.33 \Omega \text{ cm}^2$  bzw.  $R_{s,\text{global}} = 1.92 \Omega \text{ cm}^2$  entspricht.



**Abbildung 5.7:** Vergleich der Methoden zur Bestimmung des Serienwiderstandes für mit den erweiterten Zweidiodenmodellen simulierte Kennlinien:

$R_{s, \text{darkFit}}$  nach Methode 1a,

$R_{s, \text{lightFit}}$  nach Methode 1b. Hierfür wurde jeweils der Fehler  $\chi$  in  $[A \text{ cm}^2]$  als Kriterium für die Güte des Fits angegeben.

$R_{s, \text{dark}}$  wurde nach Formel 5.1,  $R_{s, \text{light}}$  nach Formel 5.5 bestimmt.

In allen Modellen wurden die Serienwiderstände so gewählt, dass die Gesamthellkennlinie einen Füllfaktor von 76.7% (Graph a) bzw. 74.2% (Graph b) ergibt, d.h. die verschiedenen Modelle können nicht anhand der Hellkennlinienparameter unterschieden werden. Für Modell b) (Abb. 5.1) wurde der durch den lokalen Serienwiderstand abgetrennte Bereich mit 10% angenommen.

### Was ist der richtige Wert?

Für eine Beurteilung der Ergebnisse der einzelnen Methoden muss zunächst die Interpretation des Serienwiderstandswertes näher bestimmt werden. Für die üblichen Serienwiderstandsauswertungen ist die entscheidende Frage, inwiefern der Serienwiderstand den Füllfaktor der Hellkennlinie und damit den Wirkungsgrad der Solarzelle beeinflusst. Wird die Solarzelle durch das Zweidiodenmodell beschrieben, so ist im Graf a)  $1.33 \Omega \text{ cm}^2$  und in Graf b)  $1.92 \Omega \text{ cm}^2$  der korrekte Wert. Diese Interpretation geht allerdings von der Annahme aus, dass auch die resultierenden Kennlinien für  $R_s$  Modell b) und c) (Abb. 5.1) durch das Zweidiodenmodell beschrieben werden können, was nicht zutrifft. Dennoch lässt sich folgende Interpretation aufrechterhalten:

*Die Referenzwerte des Zweidiodenmodells sind ein Maß für die Beeinflussung des Füllfaktors durch den Serienwiderstand und erlauben somit eine Beurteilung der Serienwiderstandsverluste. Dies bedeutet **nicht**, dass die gesamte Hellkennlinie durch ein Zweidiodenmodell beschrieben werden kann.*

Für die Simulationen mit Modell a) (Abb. 5.1) ergeben alle Methoden den korrekten Wert

wieder. Dies ist auch zu erwarten, da in diesem Fall die Hellkennlinie der um  $J_{sc}$  verschobenen Dunkelkennlinie entspricht und daher auch der Serienwiderstand unter Dunkel- und Hellbedingungen identisch ist.

In Abschnitt 5.1.2 wurde gezeigt, dass ein lokaler Serienwiderstand zu einem Knick in der Dunkelkennlinie im Bereich des *MPP* führt, jedoch nicht zu einer Abflachung bei hohen Spannungen. Somit ist zu erwarten, dass Methode 1a) und  $R_{s, dark}$  nach Methode 2a) *nicht* einen Serienwiderstand ergeben, der den Füllfaktor der Hellkennlinie erklärt. Die Auswertung der Simulationen mit Modell b) (Abb. 5.1) zeigt, dass Methode 1a) und  $R_{s, dark}$  nur den globalen Serienwiderstand der Simulation ( $0.4 \Omega \text{ cm}^2$ ) wiedergeben. Der Fit der Hellkennlinie an das Zweiodenmodell ergibt einen hohen Fehler ( $\chi$ ), d.h. die Hellkennlinie ist nur schlecht durch das Zweiodenmodell beschreibbar und  $R_{s, light Fit}$  besitzt wenig Aussagekraft. Die Bestimmung von  $R_{s, light}$  nach Methode 2a) liefert einen wesentlich realistischeren Serienwiderstand zur Beschreibung der Hellkennlinie. Darüber hinaus zeigt dieses Beispiel, dass ein Unterschied zwischen  $R_{s, dark}$  und  $R_{s, light}$  zusätzlich zu den in den oben zitierten Arbeiten erwähnten injektionsabhängigen Rekombinationsmechanismen durch inhomogene ohmsche Serienwiderstände verursacht werden kann.

Auch für Modell c) (Abb. 5.1) liefert die Serienwiderstandsbestimmung für  $R_{s, light}$  nach Methode 2a) einen guten Wert zur Beschreibung des Füllfaktors. Aufgrund der kontinuierlich abflachenden Dunkelkennlinie liegen auch die Werte für  $R_{s, dark}$  nach Methode 2a) und der Dunkelkennlinienfit nach Methode 1a) näher an  $R_{s, light}$  als bei Modell b). Erst bei sehr großen verteilten Serienwiderständen konnten vom Autor starke Abweichungen zwischen  $R_{s, dark}$  und  $R_{s, light}$  nachvollzogen werden. Bei großen verteilten Serienwiderständen muss jedoch die Gültigkeit von Modell c) hinterfragt werden (siehe Abschnitt 5.1.6).

### 5.1.5 Methodenvergleich bei signifikantem Metall- und Kontaktwiderstand

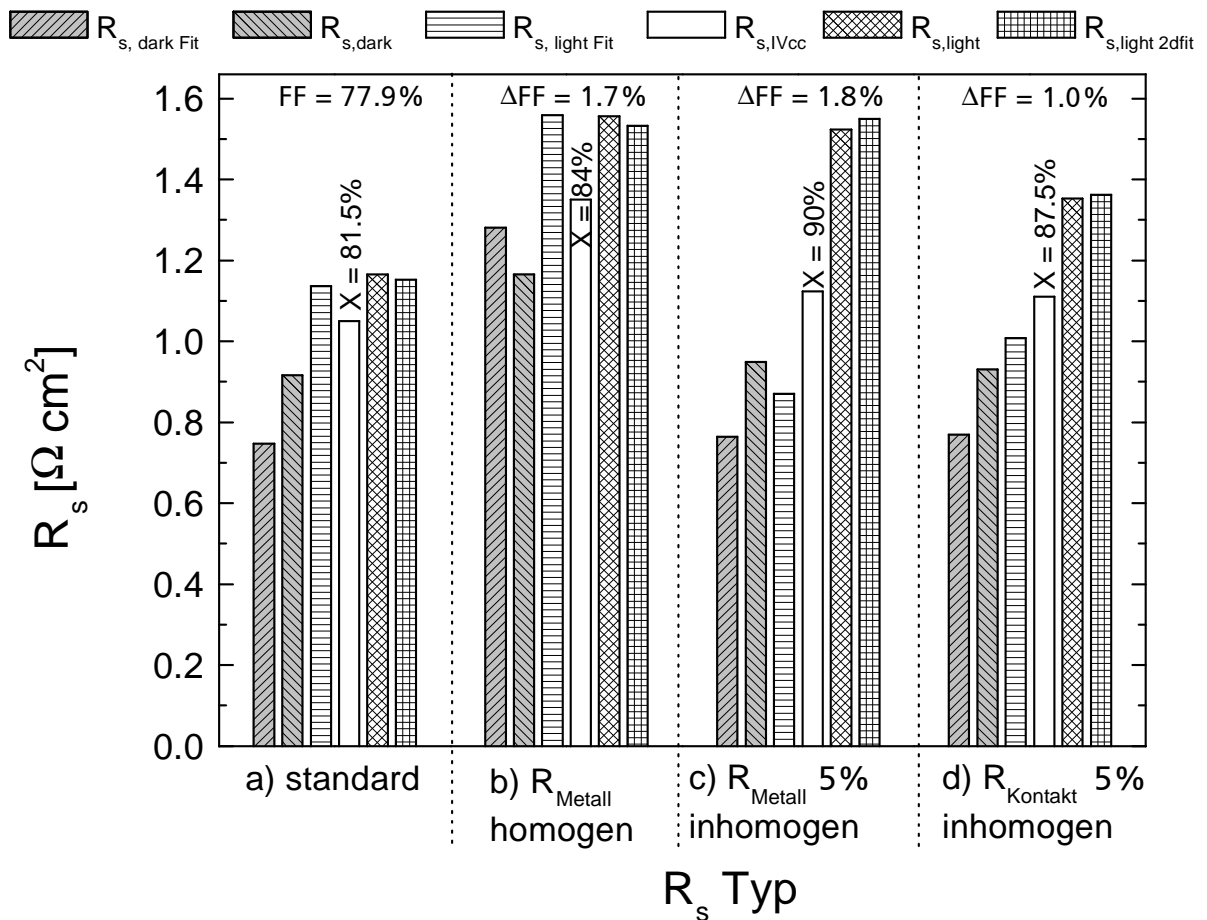
Der Einfluss von Serienwiderständen aufgrund des ohmschen Metallwiderstands und des Kontaktwiderstands lässt sich mittels Netzwerksimulation untersuchen, da hier keine signifikanten lateralen Ströme in der Basis der Solarzelle fließen. Zunächst wurden Hell- und Dunkelkennlinien für eine realistische Solarzelle mit typischen Serienwiderständen simuliert. Ausgehend von diesem Basismodell wurde der Serienwiderstand der Metallisierung oder der Kontaktwiderstand erhöht, homogen oder auf 5% der Solarzellenfläche.

Die simulierten Hell- und Dunkelkennlinien wurden mit den auch im vorherigen Kapitel angewandten Methoden ausgewertet. Zusätzlich wurde noch das Programm *IVcc* von B. Fischer ([FFB00]) angewandt, um einen Vergleich mit einer Auswertung nach Methode 1c) zu ermöglichen.

#### Was ist bei komplexen Serienwiderstandsverteilungen der Referenzwert?

Für eine Beurteilung der einzelnen  $R_s$ -Werte wird hier zusätzlich  $R_{s, light 2dfit}$  angegeben, der auf folgende Weise bestimmt wurde: Aus der Dunkelkennlinie wurde durch Fit an das Zweiodenmodell  $J_{01}$  und  $J_{02}$  extrahiert und damit ein  $R_s$  ermittelt, der mit dem Zweiodenmodell den Füllfaktor der Hellkennlinie ergibt. Dieser  $R_{s, light 2dfit}$  gibt analog zur Interpretation in Abschnitt 5.1.4 ein Maß für die Serienwiderstandsverluste an.

Im homogenen Fall ist der Einfluss eines erhöhten Metallisierungswiderstandes oder eines



**Abbildung 5.8:** Vergleich der Methoden zur Bestimmung des Serienwiderstandes für mit dem Netzwerkmodell simulierte Kennlinien. Für die Auswertung nach Methode 1c) mit dem Programm *IVcc* (weißer Balken) ist zusätzlich der vom Programm ermittelte Verteilungsgrad  $X$  angegeben. Spalte a) gibt die Ergebnisse der Auswertung einer Standardsolarzelle wieder. In Spalten b)-d) wurden Metall- oder Kontaktwiderstand homogen (Spalte b) oder inhomogen auf 5% der Solarzellenfläche (Spalte c,d) erhöht.

erhöhten Kontaktwiderstandes nicht unterscheidbar, daher sind im Vergleich nur die Ergebnisse für den homogen erhöhten Metallisierungswiderstand dargestellt.

Abbildung 5.8 gibt das Ergebnis der Auswertung wieder. Das Basismodell ergab einen Füllfaktor von 77.9% (Spalte a). Für die zusätzlichen Serienwiderstände ist der dadurch entstandene zusätzliche Füllfaktorverlust jeweils über den Balken angegeben. Für  $R_{s, \text{IVcc}}$  (weiße Balken) ist noch zusätzlich der vom Programm ermittelte Verteilungsfaktor  $X$  angegeben.

Wie in Abschnitt 5.1.4 erläutert, führen verteilte Serienwiderstände zu  $R_{s, \text{dark}} < R_{s, \text{light}}$ . Dies trifft auch für die Vermengung unterschiedlich verteilter Serienwiderstandsbeiträge zu.

$R_{s, \text{light Fit}}$  ist im Fall der homogen verteilten Serienwiderstände (Spalte a und b) vergleichbar mit den Ergebnissen für  $R_{s, \text{light}}$  und  $R_{s, \text{light 2dfit}}$ . Bei inhomogener Verteilung lässt sich die Hellkennlinie nicht mehr anfitzen, die Werte sind aufgrund des hohen Fehlers nicht aussagekräftig.

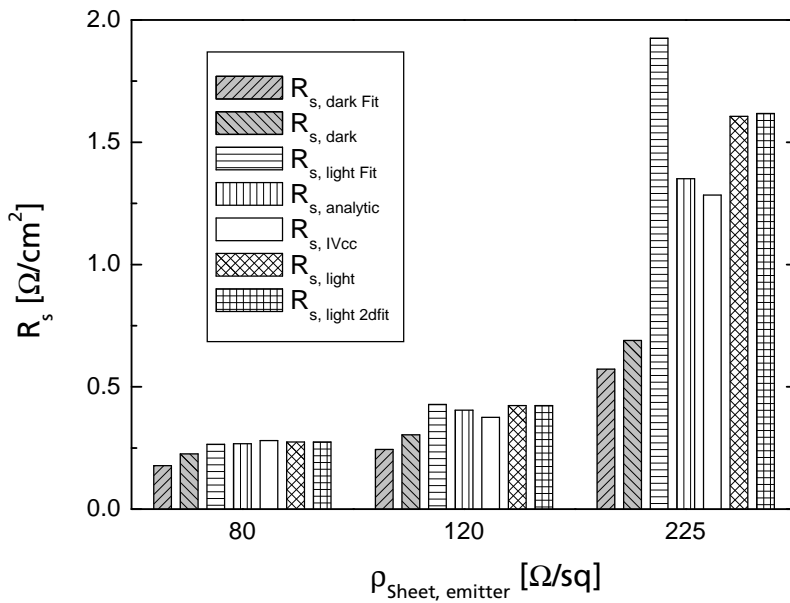
$R_{s, \text{light}}$  und  $R_{s, \text{light 2dfit}}$  sind für alle Fälle vergleichbar.

Eine Zusammenfassung des Methodenvergleichs und eine ausführliche Bewertung befindet sich in Abschnitt 5.1.7.

### 5.1.6 Methodenvergleich bei signifikantem Emitterschichtwiderstand

Der letzte noch zu untersuchende Beitrag zum Gesamtserienwiderstand ist der Emitterschichtwiderstand. Ein hoher Emitterschichtwiderstand führt zu lateralen Strömen in der Basis, u.U. sogar zu Reinjektion von Elektronen aus dem Emitter in die Basis, die dann im Bereich des Kontaktes wieder vom Emitter eingesammelt werden. Eine ausführliche Untersuchung dieser Effekte findet sich z.B. in [Alt94].

Um diese Effekte zu berücksichtigen, wurden die Hell- und Dunkelkennlinien für den Methodenvergleich in zwei Dimensionen mit DESSIS simuliert. Abbildung 5.9 zeigt das Ergebnis der Auswertung.



**Abbildung 5.9:** Vergleich der Methoden zur Bestimmung des Serienwiderstandes für unterschiedliche Emitterserienwiderstände  $\rho_{sheet}$ . Die Hell- und Dunkelkennlinien wurden in zwei Dimensionen mit DESSIS simuliert, d.h. laterale Ströme in der Basis sind möglich.

Zusätzlich zu den Werten der vorherigen Kapitel ist in dieser Abbildung noch  $R_{s, \text{analytic}}$  angegeben. Dies ist der analytisch berechnete Serienwiderstand aufgrund des Emitterschichtwiderstandes

$$R_{s, \text{analytic}} = \rho_{sheet} \frac{A_F^2}{12} \quad (5.6)$$

mit dem Fingerabstand  $A_F^2$  und dem Emitterschichtwiderstand  $\rho_{sheet}$  (siehe [Dic98], S.85 oder [GVK94], S.122).

Die DESSIS-Simulation beinhaltet weder Kontakt- noch Metallisierungswiderstand. Der Serienwiderstand der Basis ( $\rho = 1 \Omega \text{ cm}$ ) ist vernachlässigbar.

Für moderate Emitterschichtwiderstände sind die fünf Werte für Hellbedingungen<sup>4</sup> vergleichbar. Bei  $\rho_{sheet} = 225 \Omega/\square$  ist auch hier der Fit der Hellkennlinie an das Zweiodenmodell ( $R_{s, \text{light Fit}}$ ) nicht aussagekräftig,  $R_{s, \text{IVcc}}$  entspricht  $R_{s, \text{analytic}}$ ,  $R_{s, \text{light}}$  und  $R_{s, \text{light 2dfit}}$  sind vergleichbar. In allen Fällen lieferte das IVcc-Programm einen Verteilungsgrad  $X = 100\%$ .

<sup>4</sup> $R_{s, \text{light Fit}}$ ,  $R_{s, \text{analytic}}$ ,  $R_{s, \text{IVcc}}$ ,  $R_{s, \text{light}}$  und  $R_{s, \text{light 2dfit}}$

### 5.1.7 Zusammenfassung Methodenvergleich

Aus den Ergebnissen der letzten beiden Abschnitte ergibt sich folgende Bewertung der Methoden zur Bestimmung von Serienwiderständen aus Dunkel- und Hellkennlinie:

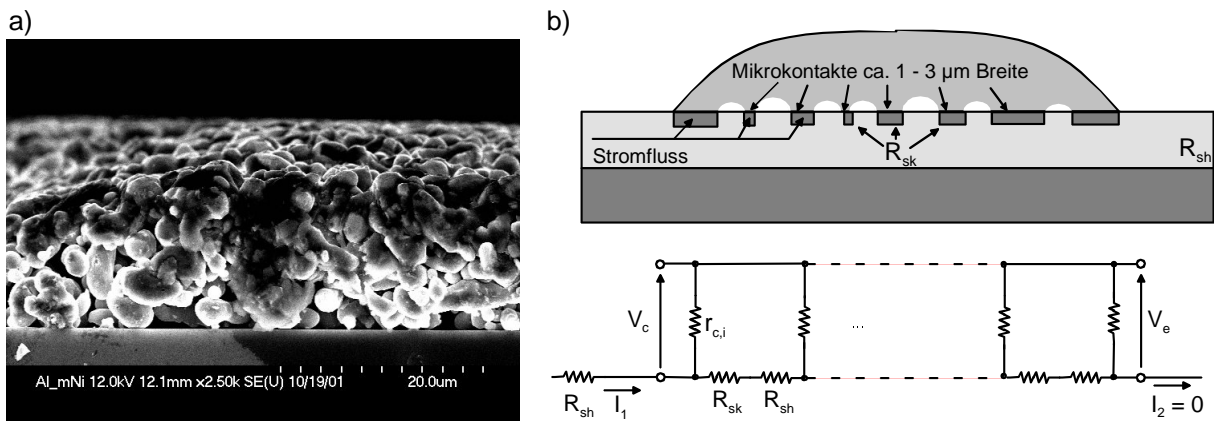
- **Methode 1a,  $R_{s, dark Fit}$ :** Die unterschiedlichen Simulationsmodelle zeigten deutlich, dass lokale oder verteilte Serienwiderstände in realistischen Szenarien zu unterschiedlichen Serienwiderstandswerten unter Dunkel- und Hellbedingungen führen. Insofern ist  $R_{s, dark Fit}$  i.A. nicht für die Interpretation des Füllfaktors der Hellkennlinie benutzbar.
- **Methode 1b,  $R_{s, light Fit}$  und  $R_{s, light 2dfit}$ :**  $R_{s, light Fit}$  ist in vielen Fällen nicht anwendbar. Da die aus komplexen Stromflussmustern in der Solarzelle resultierenden Hellkennlinien nicht durch das Zweidiodenmodell beschreibbar sind, ergibt der Fit wenig aussagekräftige Ergebnisse für verteilte und lokale Serienwiderstände. Dies ist auch bei injektionsabhängigen Rekombinationseigenschaften der Fall (siehe [Alt94]). Die Aussagekraft von  $R_{s, light Fit}$  kann jedoch durch den Fehler des *Least – Square*-Fits beurteilt werden. Dies trifft auf  $R_{s, light 2dfit}$  nicht zu: Hier wird ein Zweidiodenmodell simuliert, dessen Füllfaktor der realen zu charakterisierenden Solarzelle angepasst wird. Der erhaltene Wert sagt somit etwas über einen fiktiven Serienwiderstand aus, wenn die Solarzelle Zweidiodenverhalten zeigen würde. Insofern ist  $R_{s, light 2dfit}$  ein Maß für die Beeinträchtigung der Solarzelle durch Serienwiderstandseffekte, die Aussagekraft hängt aber von der Genauigkeit der bestimmten  $I_{01}$  und  $I_{02}$  Werte (z.B. aus dem Dunkelkennlinienfit) ab. Im Gegensatz zu  $R_{s, light Fit}$  liefert  $R_{s, light 2dfit}$  aber auch bei stark vom Zweidiodenmodell abweichenden Kennlinien immer noch innerhalb dieser Interpretation sinnvolle Ergebnisse.
- **Methode 1c,  $R_{s, IVcc}$ :** Der Fit der Kennlinie an Modell c) (Abbildung 5.1) für verteilte Serienwiderstände liefert neben dem Serienwiderstand auch noch den Faktor  $X$ , ein Maß für das Verhalten des Serienwiderstandes:  $X = 0\%$  entspricht Modell a),  $X = 100\%$  entspricht Modell c). Im Fall des Emitterschichtwiderstandes (Abschnitt 5.1.6) ergab  $R_{s, IVcc}$  die besten Ergebnisse, es konnte der analytisch berechnete Wert des Serienwiderstandes aus den Kennlinien reproduziert werden. Für Vermengungen von Serienwiderständen, wie in Abschnitt 5.8 untersucht, konnten die gemessenen Hell- und Dunkelkennlinien mit dem Modell c) am besten reproduziert werden. Das Verteilungsmaß  $X$  konnte jedoch in keinem Fall mit lokalen oder verteilten Serienwiderständen korreliert werden. Auch der erhaltene  $R_{s, IVcc}$  ist schwer zu interpretieren, da er z.B. für lokale Serienwiderstände kleiner ist als für gleichmäßig verteilte, bei identischem Füllfaktor. Das Modell c) ist jedoch von den untersuchten Modellen am besten geeignet, den Verlauf einer Kennlinie wiederzugeben, die nicht dem Zweidiodenmodell entspricht. Für Kennlinien, die signifikant von einem hohen Emitterschichtwiderstand dominiert sind, gibt das Modell sehr gut den aus dem Emitterschichtwiderstand analytisch berechneten Serienwiderstand wieder.
- **Methode 2a,  $R_{s, dark}$  und  $R_{s, light}$ :** Die Werte für  $R_{s, light}$  entsprachen in guter Näherung den Werten von  $R_{s, light 2dfit}$ : Dies unabhängig davon, ob der Serienwiderstand verteilter oder lokaler Natur ist. Somit stellt Methode 2a eine einfache, fehlerunanfällige Möglichkeit dar, den Einfluss des Serienwiderstandes auf eine Solarzelle abzuschätzen, auch wenn die Kennlinien nicht durch das Zweidiodenmodell beschreibbar sind. Für die Interpretation gilt

die gleiche Einschränkung wie für  $R_{s,light2dfit}$  (Methode 1b): Der erhaltene Serienwiderstandswert ist ein gutes Maß zur Beurteilung des Einflusses von Serienwiderstandseffekten auf den Füllfaktor der Hellkennlinie, ist in manchen Fällen quantitativ aber nur eingeschränkt interpretierbar. Wird z.B. der Füllfaktor durch einen verteilten Serienwiderstand dominiert, so lässt sich auch über  $R_{s,light}$  kein äquivalenter Schichtwiderstand dieser Verteilung berechnen.

**Fazit:** Aufgrund der Einfachheit der Methode und der Robustheit bei lokalen und verteilten Serienwiderständen sollte  $R_{s,dark}$  und  $R_{s,light}$  in jede Software von Kennlinienmessplätzen integriert werden.  $R_{s,light}$  nach der korrigierten Formel 5.5 erlaubt die Bewertung der Serienwiderstandsverluste und wird nicht durch den Füllfaktor reduzierende Rekombinationseffekte ( $J_{02}$ ) beeinträchtigt. Im Gegensatz zu  $R_{s,light2dfit}$  benötigt  $R_{s,light}$  keine Bestimmung von  $J_{01}$ ,  $J_{02}$  und  $R_p$  und ist somit auch anwendbar, wenn die Dunkelkennlinie nicht durch das Zweidiodenmodell beschrieben werden kann.

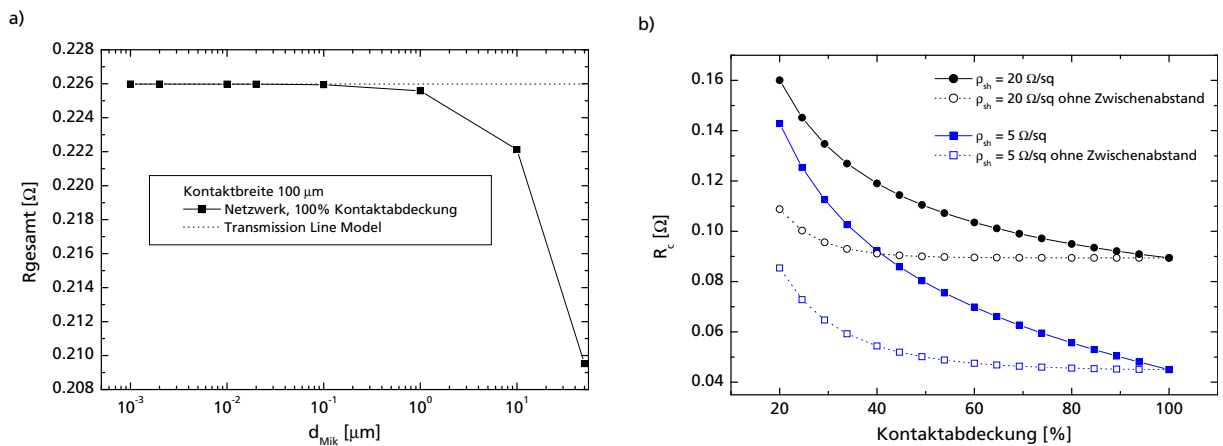
### 5.1.8 Kontaktwiderstandsmodell für Siebdruckkontakte

Ein weiteres Beispiel für verteilte Serienwiderstände, die sich durch Widerstandsnetzwerke beschreiben lassen, zeigt sich bei der näheren Untersuchung mittels Siebdruck hergestellter Al- und AgAl-Kontakte. In Abbildung 5.10 a) ist solch ein Kontakt im Querschnitt wiedergegeben. Die REM-Aufnahme zeigt deutlich, dass der siebgedruckte Al-Finger aus einzelnen Kügelchen besteht, welche nur stellenweise die Oberfläche des Siliziumwafers berühren. Dies bedeutet eine drastische Reduzierung der tatsächlichen Kontaktfläche und kann zu einer Erhöhung des Kontaktwiderstandes führen.



**Abbildung 5.10:** a) REM Aufnahme eines Querschnitts durch einen Al-Kontakt. Deutlich ist zu sehen, dass nur einzelne Al-Kügelchen einen Kontakt zur Si-Oberfläche bilden. b) Widerstandsmodell für den Siebdruckkontakt und dazugehöriges Ersatzschaltbild (aus [Ren02]).

In Zusammenarbeit mit D. Huljic und J. Rentsch wurde ein Kontaktmodell entwickelt, das eine Analyse des Kontaktwiderstandes solch einer Struktur ermöglicht. Abbildung 5.10 b) zeigt das Modell und das dazugehörige Ersatzschaltbild. In äquidistanten Abständen werden Mikrokontakte angenommen, wobei benachbarte Kontaktbereiche lateral durch einen Widerstand verbunden sind, der dem Emitterschichtwiderstand für diese Entfernung entspricht. Im Grenzfall 100% Kontaktdeckung stellt das Modell die numerische Annäherung an das etablierte *Transmission Line* Model [SM84] dar. Der einzige numerische Parameter ist die Breite  $d_{Mik}$  der Mikrokontakte.



**Abbildung 5.11:** a) Konvergenzverhalten des Modells für den Siebdruckkontaktwiderstand in Abhängigkeit der Mikrokontaktbreite  $d_{\text{Mik}}$ . b) Simulationsergebnisse für einen angenommenen spezifischen Kontaktwiderstand von  $\rho_c = 1 \times 10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ .

In Abbildung 5.11 a) ist das Konvergenzverhalten des Modells in Abhängigkeit von  $d_{\text{Mik}}$  für 100% Kontaktdeckung zu sehen. Für  $d_{\text{Mik}} < 0.1 \mu\text{m}$  entspricht das Modell mit hoher Genauigkeit dem Transmission Line Model, somit kann z.B. ein  $100 \mu\text{m}$  breiter Kontakt mit 1000 Mikrokontakten hinreichend genau beschrieben werden. Die einzelnen kontaktierten Bereiche unterhalb eines Fingers werden im Folgenden gleichverteilt angenommen.

In Abbildung 5.11 b) sind Simulationsergebnisse zweier Emitterschichtwiderstände in Abhängigkeit der Kontaktdeckung für einen  $130 \mu\text{m}$  breiten Kontaktfinger wiedergegeben. Die offenen Symbole zeigen die Werte für einen Kontakt *ohne* Zwischenräume, d.h. einen durchgängigen Kontakt mit Breite = Kontaktdeckung/100  $\cdot$   $130 \mu\text{m}$ . Der Unterschied zwischen den offenen und geschlossenen Symbolen zeigt den Einfluss des Emitterschichtwiderstandes unter dem Kontakt, der den resultierenden Kontaktwiderstand erhöht. Erst bei kleinen Kontaktdeckungen steigt auch der Kontaktwiderstand des durchgängigen Kontaktes, da die Transferlänge<sup>5</sup> größer als die Kontaktbreite wird.

Die Differenz zwischen den Kurven mit und ohne Zwischenabstand zeigt, dass ein einfaches Transmission Line Model, das die korrekte Kontaktdeckung des Siebdruckkontaktes berücksichtigt, nicht den richtigen Kontaktwiderstandswert ergibt. Die Differenz begründet sich in den zusätzlichen Emitterschichtwiderständen zwischen den Mikrokontakten und in erhöhten Kontaktwiderständen eines Mikrokontaktes, wenn die Transferlänge im Bereich der Mikrokontaktbreite liegt.

<sup>5</sup>Die Transferlänge ist ein Maß für die Breite, über die der Strom aus dem Wafer in den Kontakt fließt. Ist die Transferlänge größer als die Kontaktbreite, so erhöht sich der Kontaktwiderstand - man spricht von *current crowding* [SM84].

## 5.2 Analyse von lokalen ohmschen Shunts

Effekte von ohmschen Shunts werden im Zweidiodenmodell (s. Abschnitt 2.2) durch einen parallel geschalteten Widerstand beschrieben. Daher werden ohmsche Shunts auch als Parallelwiderstand,  $R_p$ , bezeichnet. Ursachen können Kriechströme an den Kanten der Solarzelle sein, die z.B. durch eine partielle Emitterdiffusion an den Kanten entstehen können. Darüber hinaus können Unterbrechungen des pn-Übergangs, z.B. durch Fremdpartikel, zu ohmschen Shunts führen, siehe Einleitung Kapitel 6.

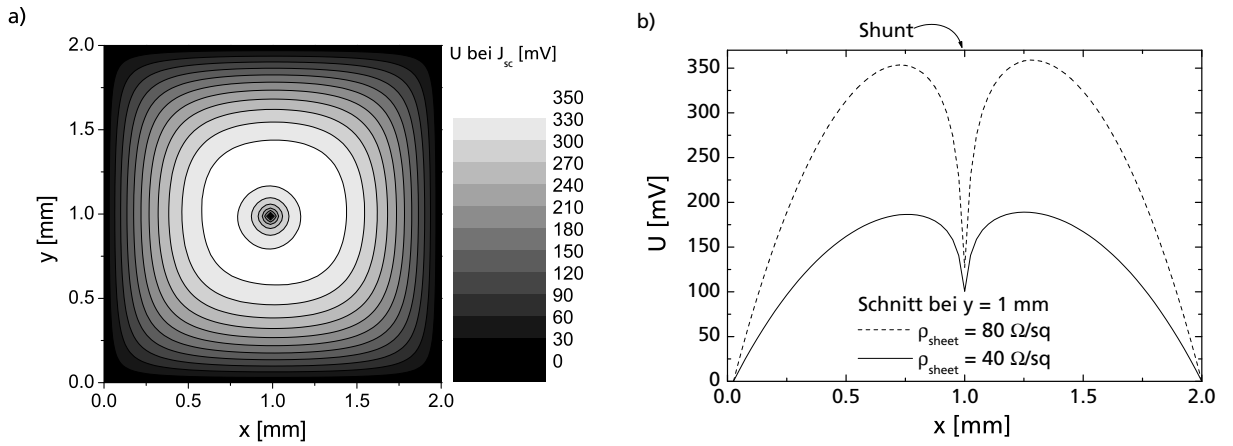
In der Dunkelkennlinie bewirkt ein ohmscher Shunt ein Abrunden bei niedrigen Spannungen. Der Einfluss ist bei kleinen Spannungen am größten, da Rekombinationseffekte näherungsweise proportional zu  $e^{\frac{V}{V_t}}$  bzw.  $e^{\frac{V}{2V_t}}$  sind ( $V$  ist die an die Solarzelle angelegte Spannung,  $V_t$  die thermische Spannung bei Raumtemperatur) und daher erst bei höheren Spannungen überwiegen. Bei den Hellkennlinienparametern reduziert ein Parallelwiderstand den Füllfaktor, mit zunehmender Größe auch  $V_{oc}$  (siehe z.B. [Glu95] S.29). Im Unterschied zu einem globalen ohmschen Serienwiderstand reduziert ein ohmscher Shunt für typische Solarzellen  $V_{oc}$  schon signifikant bei Füllfaktoren kleiner 70%, wohingegen der ohmsche Serienwiderstand  $J_{sc}$  erst signifikant reduziert, wenn der Füllfaktor unter 30% gefallen ist.

In diesem Kapitel werden die Einflüsse von lokalen ohmschen Shunts unter Berücksichtigung ihrer Position auf die globale Kennlinie der Solarzelle analysiert.

### 5.2.1 Einzugsbereich eines ohmschen Shunts

Die Untersuchungen in den nächsten Abschnitten gehen von der Annahme aus, dass ein ohmscher Shunt nicht nur Strom einsammelt, der in den umliegenden Zellbereichen generiert wird, sondern über das Metallisierungsgitter Strom aus der ganzen Solarzelle. Im Folgenden soll die Spannungsverteilung um einen Shunts erläutert und eine Abschätzung des Einzugsbereiches durchgeführt werden. Abbildung 5.12 a) zeigt die Spannungstopografie im Umfeld eines Shunt bei Kurzschlussbedingungen. Simuliert wurde eine  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  große Solarzelle, die von Metallisierungsfingern eingerahmt ist und in deren Mitte ein moderater Shunt ( $R_{p, norm} = 5000 \Omega \text{ cm}$ ) angenommen wurde. Der weiße Bereich ( $U \approx 350 \text{ mV}$ ) gibt das Maximum der Spannungsverteilung an, d.h. die Grenze des Einzugsbereichs: Innerhalb dieser Grenze fließt der Strom in den Shunt, außerhalb wird er von den Metallisierungsfingern eingesammelt und trägt zum Strom der Solarzelle bei. Je größer der Emitterschichtwiderstand, desto größer ist die Amplitude der Spannungsverteilung um den ohmschen Shunt (s. Abbildung 5.12 b). Für stärkere Shunts (d.h. kleiner  $R_{p, norm}$ ) nähert sich die Grenze des Einzugsbereichs immer weiter der Metallisierung an, bis schließlich auch Strom von den Metallisierungsfingern durch den Emitter zum Shunt fließt. Der Shunt besitzt dann über die Metallisierung die gesamte Solarzelle als Einzugsbereich.

Für typische  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Industriesolarzellen soll nun der Einzugsbereich für signifikante Shunts abgeschätzt werden. Dazu schätzt man den maximalen Einfluss eines Shunts ab, der keinen Strom aus der Metallisierung abführt. Für ein typisches H-förmiges Metallisierungsgitter, wie in Abbildung 5.13 a) dargestellt, beträgt der Fingerabstand  $2 \text{ mm}$  und der Busabstand  $5 \text{ cm}$ . Die maximale  $x$ -Ausdehnung (parallel zu den Busbars) des Einzugsbereichs ist somit  $x_{max} = 2 \text{ mm}$ . Generell kann die Amplitude des Spannungsabfalls im Emitter nicht größer sein als  $V_{oc}$  der Solarzelle, da sonst die Zellbereiche im Spannungsmaximum keinen Strom mehr liefern



**Abbildung 5.12:** Spannungstopografie eines ohmschen Shunts bei Kurzschlussbedingungen. Abbildung a) zeigt die Spannungsverteilung des Shunts, der in der Mitte eines  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  Feldes sitzt, das durch Metallisierungsfinger eingerahmt ist. Der Emitterschichtwiderstand beträgt  $80 \text{ } \Omega/\square$ . Abbildung b) zeigt Schnitte bei  $y = 1 \text{ mm}$  für Emitterschichtwiderstände  $40$  und  $80 \text{ } \Omega/\square$ .

und selbst als Shunts aktiv wären, was keinem quasistatischen Gleichgewicht entspricht. Somit lässt sich die maximale Ausdehnung des Einzugsbereiches in  $y$ -Richtung (parallel zu den Fingern) abschätzen: Der Widerstand eines  $dl$  langen und  $b$  breiten Emitterteilbereiches ist  $\rho_{sheet} \frac{dl}{b}$ . Der in diesem Bereich maximal generierte Strom ist  $J_{sc} l b$ . Der Spannungsabfall  $\Delta V_{emitter}$  zwischen Shunt und einem  $y_{max}$  entfernten Punkt im Emittor ist somit

$$\Delta V_{emitter} = \int_0^{y_{max}} \rho_{sheet} J_{sc} 2 l dl.$$

Da  $\Delta V_{emitter}$  kleiner als  $V_{oc}$  der Solarzelle sein muss, lässt sich  $y_{max}$  zu

$$y_{max} \leq \sqrt{\frac{V_{oc}}{\rho_{sheet} J_{sc}}}$$

und die maximal vom Shunt abgeführte Stromdichte mit

$$J_{Shunt, max} \leq \frac{y_{max} x_{max} J_{sc}}{A_{cell}} \quad (5.7)$$

abschätzen ( $A_{cell}$  ist die Größe der Solarzelle). Für eine typische  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Solarzelle mit  $J_{sc} = 30 \text{ mA/cm}^2$  und  $V_{oc} = 620 \text{ mV}$  und  $\rho_{sheet} = 40 \text{ } \Omega/\square$  ergibt sich  $J_{Shunt, max} = 0.031 \text{ mA/cm}^2$ .  $J_{mpp}$  liegt für diese Solarzelle bei etwa  $28 \text{ mA/cm}^2$ , d.h.  $J_{Shunt, max}$  beträgt nur etwa 0.1% von  $J_{mpp}$  und hat damit kaum Einfluss auf den Füllfaktor.

Somit ist der Einzugsbereich aller relevanten (den Füllfaktor signifikant reduzierenden) Shunts der in diesem Kapitel betrachteten Solarzellen größer als ein Fingerabstand. Die Shunts führen i.A. Strom von der gesamten Solarzelle ab.

Diese Abschätzung gilt nicht, wenn eine große Anzahl von moderaten Shunts in einer Solarzelle vorzufinden ist, die nur lokal Strom abführen. Für den oben betrachteten Fall müssten z.B. für eine  $J_{mpp}$ -Reduktion um  $1 \text{ mA/cm}^2$  ca. 30 Shunts mit maximaler lokaler Stromabführung auf der Solarzelle vorzufinden sein.

### 5.2.2 Definition von lokalen ohmschen Shunts

Der für eine Solarzelle angegebene Parallelwiderstand wird üblicherweise durch den Fit der Dunkelkennlinie an das Zweiodenmodell bestimmt. Der Shunt wird auf die Fläche der Solarzelle normalisiert, d.h. in den Einheiten  $\Omega \text{ cm}^2$  angegeben. Dieser Wert beschreibt den Einfluss des Shunts auf die Gesamtkennlinie der Solarzelle, nicht den tatsächlichen physikalischen Wert,  $R_p$ , des Parallelwiderstandes auf der Solarzelle. Er wird daher in diesem Kapitel mit  $R_{p, \text{eff}}$  bezeichnet. Die in diesem Kapitel verwendeten Definitionen des Parallelwiderstandes sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Bezeichnung	Einheiten	Definition
$R_p$	$\Omega$	Tatsächlicher physikalischer Wert des ohmschen Shunts
$R_{p, \text{norm}}$	$\Omega \text{ cm}^2$	Tatsächlicher physikalischer Wert des ohmschen Shunts, normiert auf $1 \text{ cm}^2$
$R_{p, \text{eff}}$	$\Omega \text{ cm}^2$	Auf die Fläche der Solarzelle normalisierter ohmscher Shunt, ermittelt durch den Einfluss auf die globale Hell- oder Dunkelkennlinie
$R_{p, \text{elemdiode}}$	$\Omega \text{ cm}^2$	Auf $1 \text{ cm}^2$ normierter Parallelwiderstand einer Elementardiode in der Netzwerksimulation

**Tabelle 5.1:** Definitionen der ohmschen Shunts.

Für die Netzwerksimulation muss der Parallelwiderstand für jede Elementardiode definiert werden. Auch hier wird der eigentliche Parallelwiderstand,  $R_p$ , mit der Fläche der Elementardiode normiert. Der Zusammenhang zwischen den oben definierten Größen ist demnach:

$$R_{p, \text{eff}} \stackrel{?}{=} R_{p, \text{norm}} = R_p A_{\text{Cell}} = R_{p, \text{elemdiode}} \frac{A_{\text{Cell}}}{A_{\text{elemdiode}}}, \quad (5.8)$$

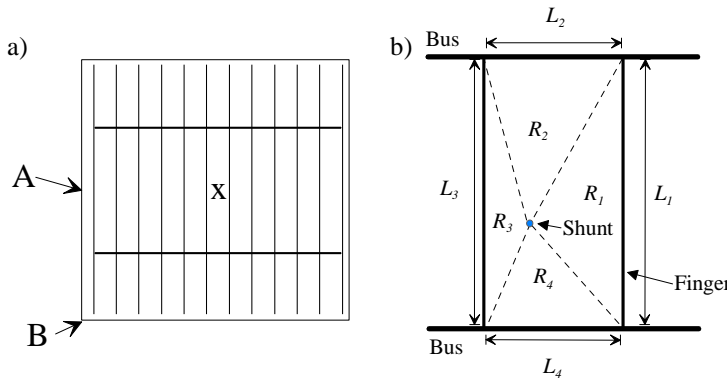
wobei  $A_{\text{Cell}}$  und  $A_{\text{elemdiode}}$  die Größe der Solarzelle bzw. Elementardiode in  $\text{cm}^2$  bezeichnen. Unter welchen Bedingungen  $R_{p, \text{eff}}$  von  $R_{p, \text{norm}}$  abweicht, wird in den nächsten Abschnitten untersucht.

### 5.2.3 Analytisches Modell für den Serienwiderstand zur Metallisierung

Das linke Gleichheitszeichen in Formel 5.8 ist gültig, wenn kein signifikanter Serienwiderstand  $R_{s, \text{shunt}}$  zwischen dem ohmschen Shunt und den Kontakten der Solarzelle besteht, der den durch  $R_p$  fließenden Strom verringert. Für alle Shunts, die nicht direkt unter der Metallisierung der Vorderseite liegen, erwartet man somit  $R_{p, \text{eff}} < R_{p, \text{norm}}$ . Damit wäre das linke Gleichheitszeichen in Formel 5.8 i.A. *nicht* gültig und der Serienwiderstand zwischen Metallisierung und Shunt müsste berücksichtigt werden, wenn der Einfluss des ohmschen Shunts auf die Gesamtkennlinie analysiert werden soll.

Beiträge zu  $R_{s, \text{shunt}}$  stammen z.B vom Emitterschichtwiderstand,  $\rho_{\text{sheet}}$ , dem Kontaktwiderstand und dem Leitungswiderstand der Metallisierung, wobei für typische Solarzellen der wesentliche Beitrag vom Emitterschichtwiderstand zu erwarten ist.

Im Folgenden soll der Beitrag von  $\rho_{\text{sheet}}$  zu  $R_{s, \text{shunt}}$  durch ein einfaches analytisches Modell abgeschätzt werden: Unter Vernachlässigung des Stromes, der in der Umgebung des Shunts durch



**Abbildung 5.13:** a) Typisches „H-Grid“ einer industriellen  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Solarzelle. Die Positionen A und B werden in Abschnitt 5.2.5 erläutert. b) Ausschnitt aus dem H-Grid um Position X mit Definition der Größen zur analytischen Berechnung von  $R_{s, shunt}$ .

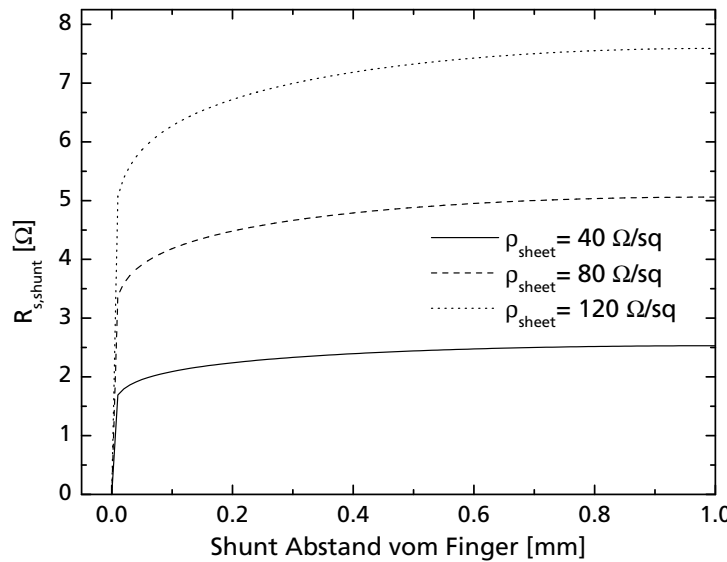
das absorbierte Sonnenlicht generiert wird, lässt sich der Serienwiderstand zwischen Shunt und Metallisierung in den vier Bereichen  $R_{1-4}$  mit Emitterschichtwiderstand  $\rho_{sheet}$  durch

$$R_i = \left( \int_0^{L_i} \frac{1}{\rho_{sheet} l_i(y)} dy \right)^{-1} \quad \text{beschreiben, wobei} \quad l_1(y) = \sqrt{(Y_R - y)^2 + X_R^2}$$

den Abstand der Shuntposition  $(X_R, Y_R)$  zur Position  $y$  auf der Geraden  $L_1$  angibt und für die Bereiche 2-4 entsprechend eingesetzt wird (siehe Abbildung 5.13 b).

$$R_{s, shunt} = \left( \sum_{i=1}^4 \frac{1}{R_i} \right)^{-1} \tag{5.9}$$

ergibt die Abschätzung für den Serienwiderstand zwischen Shunt und Metallisierung.



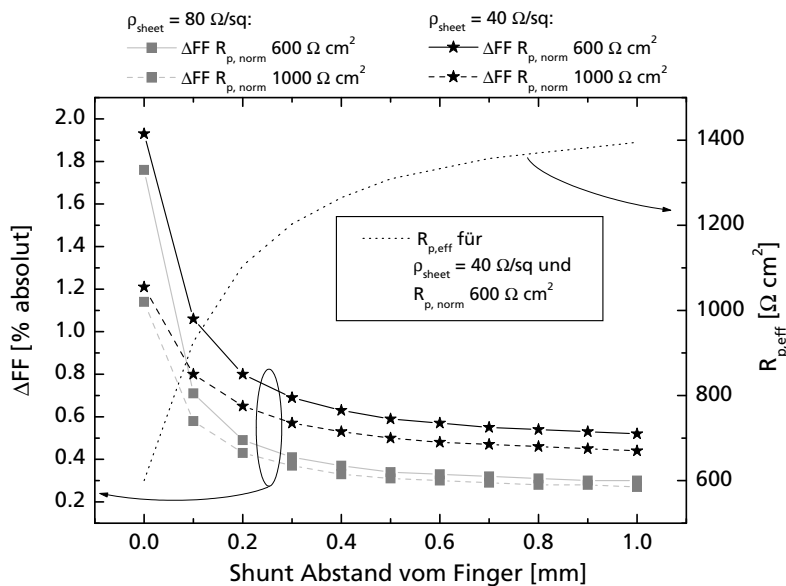
**Abbildung 5.14:**  $R_{s, shunt}$  nach Formel 5.9 für verschiedene Emitterschichtwiderstände  $\rho_{sheet}$ . Der Fingerabstand der berechneten Zelle betrug  $2 \text{ mm}$ , der Busabstand  $5 \text{ cm}$ .

Abbildung 5.14 zeigt  $R_{s, shunt}$  nach Formel 5.9 für verschiedene Emitterschichtwiderstände. Es wurde eine Solarzelle mit  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Fläche, Fingerabstand  $2 \text{ mm}$  und Busabstand  $5 \text{ cm}$  angenommen. Der Shunt lag in der Mitte zwischen den beiden Busbars und die Position wurde vom linken Finger bis zur Mitte zwischen den Fingern variiert. Liegt der Shunt unter dem Metallisierungsfinger, so ist  $R_{s, shunt} = 0 \text{ } \Omega$ , steigt in den ersten  $0.2 \text{ mm}$  stark an und nähert sich danach langsam dem Maximum bei  $1.0 \text{ mm}$  (Mitte zwischen den Fingern). Für einen typischen

Emitterschichtwiderstand einer Industriesolarzelle von  $40 \text{ } \Omega/\square$  ergibt sich ein  $R_{s, shunt}$  zwischen 0 und  $2 \text{ } \Omega$ . Für eine Solarzelle mit  $100 \text{ cm}^2$  Fläche und einem den Füllfaktor dominierenden  $R_{p, eff} = 500 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$  ergibt sich nach Formel 5.8  $R_p = 5 \text{ } \Omega$ , d.h. für die oben beschriebene Solarzelle würde sich  $R_{p, eff}$  zwischen  $500$  und  $700 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$  ändern, je nach Position des Shunts. Man erwartet demnach eine starke Abhängigkeit des Füllfaktors der Gesamthellkennlinie von der Position des Shunts: Je weiter der Shunt von der umliegenden Metallisierung entfernt ist, um so mehr ist er durch  $R_{s, shunt}$  abgeschirmt, d.h. um so höher der Füllfaktor. Dies soll nun mittels Netzwerksimulationen verifiziert werden.

### 5.2.4 Abstandsvariation Shunt – Metallisierungsfinger

In Kapitel 2.2 wurde die Gültigkeit des Netzwerkmodells für ohmsche Shunts bereits gezeigt. Es können somit realistische Untersuchungen des Einflusses der Shuntposition auf den Füllfaktor der Gesamthellkennlinie durchgeführt werden. Als Grundlage wurden die Daten für eine typische  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Solarzelle mit aufgedampften Fingern benutzt, mit Emitterschichtwiderstand  $\rho_{sheet} = 40 \text{ } \Omega/\square$  und  $80 \text{ } \Omega/\square$ . Abbildung 5.15 zeigt das Ergebnis der Simulationen.



**Abbildung 5.15:** Netzwerksimulation eines Shunts an Position X in Abbildung 5.13 a) für mehrere Abstände Shunt-Metallisierungsfinger. Die Simulationen wurden für jeweils zwei Emitterschichtwiderstände  $\rho_{sheet}$  und zwei  $R_{p, norm}$  durchgeführt. Auf der linken Y-Achse ist der absolute Füllfaktorverlust relativ zu der Solarzelle ohne Shunt angegeben. Zusätzlich ist für ein Wertepaar der effektive ohmsche Shunt  $R_{p, eff}$  angegeben, wie er aus einer Auswertung der Dunkelkennlinie resultieren würde (rechte Y-Achse).

Aufgetragen ist der absolute Füllfaktorverlust durch den ohmschen Shunt gegen den Abstand Shunt-Metallisierungsfinger. Wie aufgrund der Ergebnisse des analytischen Modells im vorherigen Abschnitt erwartet, sinkt der Füllfaktorverlust mit den ersten  $0.2 \text{ mm}$  Abstand vom Metallisierungsfinger stark ab und nähert sich danach langsam dem Minimum bei  $1.0 \text{ mm}$  (Mitte zwischen den Fingern). Die Simulationen für Solarzellen mit einem höheren Schichtwiderstand ( $\rho_{sheet} = 80 \text{ } \Omega/\square$ ) zeigen eine größere Abhängigkeit von der Shuntposition aufgrund der stärkeren Abschirmung durch den Emitterschichtwiderstand. In allen Simulationen war die Änderung in  $J_{sc}$  kleiner als die Rechengenauigkeit ( $< 0.1\%$ ) und die Differenz in  $V_{oc}$  kleiner als  $1 \text{ mV}$ .

Da die Werte für  $R_{s, shunt}$  wie in Formel 5.9 definiert mit zunehmendem Abstand vom Finger steigen, steigt auch  $R_{p, eff}$ . Dies bedeutet, dass auch die Differenz zwischen dem Füllfaktorverlust für zwei verschiedene  $R_{p, norm}$  mit steigendem Abstand vom Finger abnimmt, z.B. nähern sich die gestrichelte und die durchgezogene Linie mit Sternensymbolen in Abbildung 5.15 an.

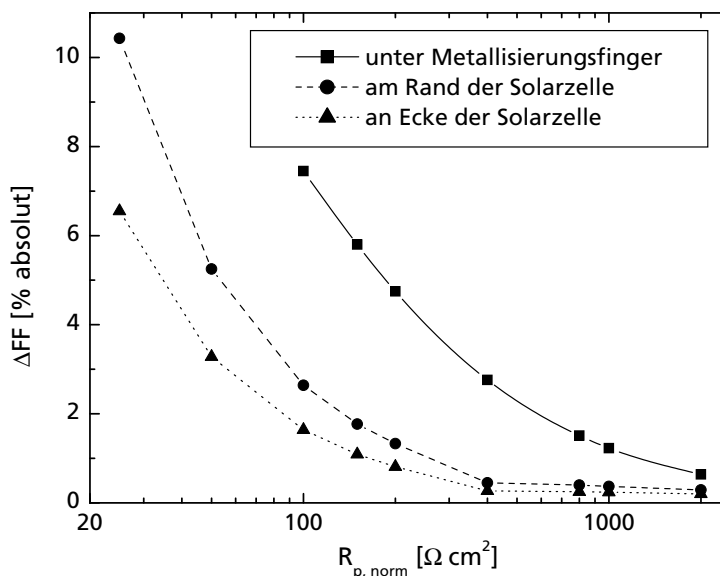
Exemplarisch wurde für  $\rho_{sheet} = 40 \text{ } \Omega/\square$  und  $R_{p,norm} = 600 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$  der effektive ohmsche Shunt bestimmt (gestrichelte Linie, rechte Y-Achse). Erwartungsgemäß stimmen  $R_{p,eff}$  und  $R_{p,norm}$  überein, wenn der Shunt unter dem Metallisierungsfinger der Solarzelle liegt. Mit steigendem Abstand zum Finger vergrößert sich der Wert von  $R_{p,eff}$  von  $600 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$  auf  $1400 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$ .

Aus diesen Simulationsergebnissen lassen sich zwei generelle Schlüsse ableiten:

- Für typische Solarzellen ergibt sich eine Abhängigkeit des Füllfaktors von der Position des ohmschen Shunts aufgrund des Serienwiderstandes im Emitter. Der Serienwiderstand der Metallisierung und der Kontaktwiderstand sind für die Ortsabhängigkeit vernachlässigbar.
- Der aus dem Dunkelkennlinienfit ermittelte Wert  $R_{p,eff}$  stimmt mit dem physikalischen Wert  $R_{p,norm}$  des ohmschen Shunts überein, wenn der Shunt unter dem Finger liegt. Liegt der Shunt um nur wenige  $10 \text{ } \mu\text{m}$  neben dem Finger, so steigt  $R_{p,eff}$  bereits signifikant an.

### 5.2.5 Variation des Shuntwiderstandes für typische Positionen

Weitere charakteristische Punkte für den ortsabhängigen Einfluss eines ohmschen Shunts auf den Füllfaktor sind die in Abbildung 5.13 a) mit  $A$  und  $B$  bezeichneten Positionen. Typische Orte für das Auftreten von Shunts sind die Kanten und Ecken einer Solarzelle, da z.B. bei der Emitterdiffusion eine leichte Dotierung entlang der Seiten des Wafers entstehen kann, die den n-Bereich der Solarzelle mit dem Rückseitenkontakt kurzschließt. Außerdem können Schädigungen der Kristallstruktur am Rand zur Überbrückung des pn-Übergangs und damit ebenfalls zu Shunts führen. Daher wurden zum Vergleich mit den im vorherigen Abschnitt genannten Solarzellendaten



**Abbildung 5.16:** Variation von  $R_{p,eff}$  an drei typischen Positionen (unter dem Metallisierungsfinger und Position  $A$  und  $B$  wie Abbildung 5.13 a) definiert. Deutlich ist der geringere Einfluss des Shunts in der Ecke der Solarzelle gegenüber an der Kante und unter dem Metallisierungsfinger gelegenen Shunts zu sehen.

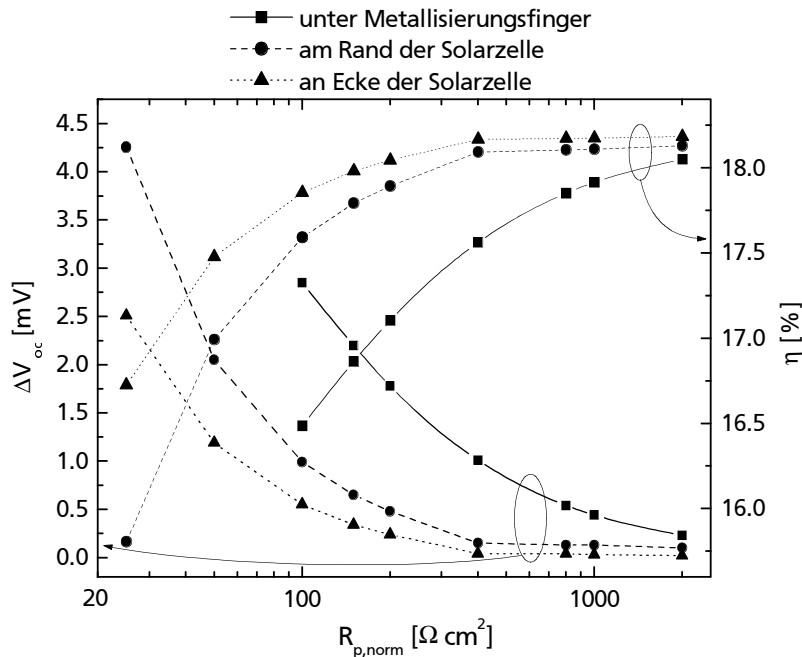
Simulationen durchgeführt, bei denen unter dem Metallisierungsfinger (als Referenz mit  $R_{p,eff} = R_{p,norm}$ ) und an den Positionen  $A$  und  $B$  die physikalischen Werte des Shunts,  $R_{p,norm}$ , variiert wurden. Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die Ergebnisse dieser Simulationen.

Aufgrund der unterschiedlichen Geometrie der drei Positionen erwartet man verschieden starke Füllfaktorverluste: Aus Abbildung 5.13 wird deutlich, dass der Wert für  $R_{s,shunt}$  höher für einen Shunt in Position  $A$  ausfallen wird als an Position  $X$ , da z.B. der Strom nur aus einem

Finger gezogen werden kann. Für einen Shunt in Position  $B$  erwartet man einen nochmals größeren  $R_{s, shunt}$ , da nur die Hälfte des Einzugsgebiets verglichen mit Position  $A$  zur Verfügung steht. Shunts in der Ecke einer Solarzelle sind somit besser von der Metallisierung abgeschirmt. Wie in Abbildungen 5.16 dargestellt, hat dadurch für die simulierte Solarzelle z.B. ein Shunt von  $R_{p, norm} = 730 \Omega cm^2$  unter dem Metallisierungsfinger den gleichen Effekt auf die Gesamthellkennlinie wie ein Shunt mit  $R_{p, norm} = 100 \Omega cm^2$  an der Ecke der Solarzelle! Dieser Zusammenhang erweist sich für viele Industriesolarzellen als vorteilhaft, da starke Shunts oft aufgrund mangelnder Kantenisolation an der Kante oder Ecke der Solarzelle auftreten.

Die Offenklemspannung in Abbildung 5.17 zeigt qualitativ das gleiche Verhalten wie der Füllfaktor. Allerdings ist der prozentuale Verlust wesentlich geringer, d.h. die Änderungen im Wirkungsgrad der Solarzelle sind durch den Füllfaktorverlust dominiert.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Effekte skalieren mit der Größe der Solarzelle. Wie aus Formel 5.8 ersichtlich, verringert sich bei konstantem  $R_{p, norm}$   $R_p$  reziprok zur Zellgröße. Dies bedeutet, dass bei kleineren Solarzellen die Füllfaktorverluste für die verschiedenen Positionen geringer sind.



**Abbildung 5.17:** Hier sind die zu Abbildung 5.16 gehörigen  $V_{oc}$  (linke Y-Achse) und  $\eta$  (rechte Y-Achse) aufgetragen.  $V_{oc}$  zeigt qualitativ die gleiche Abhängigkeit von  $R_{p, norm}$  wie der  $FF$  für alle drei Positionen. Die prozentuale Änderung bei  $V_{oc}$  ist jedoch wesentlich kleiner als beim  $FF$ , so dass die Änderungen in  $\eta$  durch den Füllfaktorverlust dominiert sind.

### 5.3 Zusammenfassung

Das Kapitel „Analyse von lokalen parasitären Serienwiderständen“ fasst analytische Betrachtungen zu Verlustmechanismen mit ohmschen Verhalten zusammen.

Der erste Teil behandelte Serienwiderstandseffekte. Zunächst wurden die gängigen Methoden zur Bestimmung eines globalen Serienwiderstandes aus Kennlinienmessungen vorgestellt und eine Korrektur für die Methode der Hellserienwiderstandsberechnung ( $R_{s, light}$ ) aus Dunkel- und Hellkennlinie vorgeschlagen. Diese Korrektur behebt einen grundsätzlichen Fehler ( $\geq 5\%$  für typische Solarzellen) der in der Literatur vorgeschlagenen Formel zur Bestimmung von  $R_{s, light}$ . Darüber hinaus ist die in der Literatur vorgeschlagene Formel abhängig vom Rekombinationsparame-

ter  $J_{02}$ , wohingegen die korrigierte Form nur die serienwiderstandsbedingten Füllfaktorverluste angibt, auch wenn  $J_{02}$  den Füllfaktor reduziert.

Anhand von erweiterten Zweiodenmodellen wurden die Einflüsse von lokalen und verteilten Serienwiderständen aufgezeigt und der Effekt auf die einzelnen Auswertemethoden für typische Solarzellenwerte quantifiziert. Es zeigt sich, dass die gängigste Bestimmungsmethode (Serienwiderstandsbestimmung aus dem Fit des Zweiodenmodells an die Dunkelkennlinie) für lokale und verteilte Serienwiderstände zu kleine Werte ergibt.

Anschließend wurden mittels Netzwerk- und zweidimensionaler Halbleitersimulation realistische Hell- und Dunkelkennlinien für unterschiedliche Serienwiderstandseinflüsse simuliert und mit den verschiedenen Methoden ausgewertet. Eine vergleichende Bewertung ergab, dass die Bestimmung eines Hell- und Dunkelserienwiderstands aus Hell- und Dunkelkennlinie mit der in der Literatur bekannten bzw. in dieser Arbeit korrigierten Formel eine einfache, für alle betrachteten Einflüsse stabile Auswertemethode darstellt. Der resultierende Serienwiderstandswert ist ein gutes Maß, um den Einfluss von Serienwiderstandseffekten auf den Füllfaktor abzuschätzen.

Für mittels Siebdruck hergestellte Kontaktierungsfinger wurde ein Kontaktwiderstandsmodell vorgestellt, das eine Abschätzung des Kontaktwiderstandes abhängig von der Kontaktabdeckungsfläche der gedruckten Metallisierung ermöglicht.

Der zweite Teil des Kapitels beinhaltet die Analyse von lokalen ohmschen Shunts. Zunächst wurde mit einer Abschätzung gezeigt, dass sich für industrietypische  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Solarzellen der Einzugsbereich von signifikanten Shunts über die Metallisierung auf die komplette Solarzelle erstreckt. Durch ein einfaches analytisches Modell wurde motiviert, dass der Abstand des Shunts von dem Metallisierungsfinger der Solarzelle signifikant den Einfluss des Shunts auf die Gesamtkennlinie verändert. Je weiter der Shunt von der Metallisierung entfernt ist, um so mehr ist er durch den Emitterschichtwiderstand abgeschirmt und reduziert somit den Füllfaktor der Solarzelle weniger. Mittels Netzwerksimulation wurden für typische Positionen auf der Solarzelle die unterschiedlichen Einflüsse quantifiziert.



## Kapitel 6

# Ortsaufgelöste Messung von Shunt-Widerständen

Die vorangegangenen Kapitel befassten sich mit der theoretischen Analyse von lokalen Inhomogenitäten. Hier werden nun die Arbeiten zur Erweiterung einer Methode zur ortsaufgelösten *Messung* von Shunt-Widerständen mittels Thermografie beschrieben. Die theoretischen Betrachtungen zu lokalen Shunt-Widerständen finden sich in Kapitel 5.2.

Shunt-Widerstände können bei der Zellprozessierung auf unterschiedliche Weise entstehen. Die häufigsten Ursachen sind:

- Beim Aufbringen des Kontaktierungsgitters auf der Vorderseite der Solarzelle kann Metall den Emitter durchdringen und so die Basis der Solarzelle mit dem Emitter kurzschließen. Dies tritt vor allem bei mittels Siebdruck erstellten Kontakten auf, vor allem bei durch Passivierungsschichten durchgefeuerten Kontakten.
- Bei multikristallinem Material kann Metall von der Vorderseitenkontaktierung durch kleine Spalten zwischen den Körnern in die Basis oder sogar bis zur Rückseite fließen.
- Wird der Emitter durch Diffusion einer mit Siebdruck aufgetragenen Paste erstellt, so kann die Phosphorpaste am Rand überlaufen oder durch Spalten im multikristallinen Wafer zur Rückseite laufen und so einen Kontakt zwischen Emitter und Rückseite bilden. Ebenfalls kann sich bei der Diffusion mit Phosphorpaste eine zusätzliche Diffusion aus der Gasphase ergeben, welche den Rand der Solarzelle dotiert und so eine Verbindung zum Rückseitenkontakt erstellt.
- Bei der Herstellung der Siliziumwafer können Fremdatome beim Kristallwachstum Präzipitate (Einschlüsse) bilden und somit Kristalldefekte bilden. Liegen diese Defekte im Bereich des p-n-Übergangs, so kann ein Leckstrom über die Raumladungszone entstehen.

Beim multikristallinen Kristallwachstum kommt ein hoher Eintrag an Fremdatomen aus den Tiegelwänden und dem Tiegelboden. Dies führt zu einer erhöhten Fremdatomkonzentration im Boden- und Randbereich des Blocks, was in diesen Bereichen zu einer erhöhten Anzahl von Präzipitaten führt. Aufgrund der Segregation zwischen flüssiger und fester Phase verbleibt während der Kristallisation des Blocks ein hoher Anteil Fremdatome in

der flüssigen Phase, der zu einer erhöhten Fremdatom- und damit Präzipitatkonzentration im oberen Bereich des Blocks führt.

- Bei Solarzellen mit Einseitenkontaktierung sind i.A. Basis- und Emittterkontaktierung kammartig ineinander verschränkt. Hier kann durch Metallsplitter oder Ausdiffusion des Emitters ein Kontakt zwischen Basis und Emittter entstehen.
- Passivierungsschichten, die eine hohe ortsfeste positive Ladungsträgerkonzentration aufweisen, erzeugen auf p-Material einen Inversionskanal. Dieser kann in ungünstigen Fällen den pn-Übergang bis zum Rückseitenkontakt verlängern und dort kann sich durch Kristalldefekte ein Shunt ausbilden.

Die folgenden Abschnitte geben die Grundlagen der Shunt-Thermografie wieder und vergleichen analytische Modelle zur Beschreibung von Wärmewellen im Siliziumwafer. Anschließend werden die Ergebnisse der quantitativen Überprüfung der Auswertemethoden dargestellt. Als Beispiel einer vollständigen Shunt-Analyse wird die Untersuchung einer  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  Siebdruck-Solarzelle im letzten Abschnitt wiedergegeben (s. auch [Est02]).

## 6.1 Grundlagen der quantitativen Shunt-Thermografie

Die Thermografie erlaubt eine zerstörungsfreie, ortsaufgelöste Messung der von der Solarzelle emittierten Infrarotstrahlung. An die Solarzelle wird eine äußere Spannung angelegt, so dass der durch die Zelle fließende Strom die Zelle erwärmt. Bereiche mit lokalen Leckströmen oder hoher Rekombinationsaktivität haben eine höhere Stromdichte und erwärmen sich stärker als die Umgebung auf der Solarzelle. Die mit einer Infrarotkamera gemessene Wärmeverteilung der Solarzelle wird mit den analytischen Modellen verglichen, um die dissipierte Leistung an den stärker erwärmten Stellen zu errechnen. So können lokale Parameter gewonnen werden, wie z.B. der Leitungswiderstand eines lokalen ohmschen Shunts.

Die Messungen wurden mit einem Thermografiesystem der Firma Thermosensorik [The00] durchgeführt, das bereits die LockIn-Ansteuerung und die digitalisierte Auswertung der Messwerte beinhaltet. Die Grundlagen der Thermografie für Shuntmessungen an Solarzellen sind von O. Breitenstein bereits ausführlich behandelt ([BLed], [BLRZ01]). Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt in der quantitativen Messung von lokalen ohmschen Shunts.

Die mit der Thermografie gemessenen Shunts sind *effektive* Shunts: Die Abschirmung durch die Serienwiderstände der Metallisierung und evtl. des Emitters werden in der hier vorgestellten Auswertung mit berücksichtigt. Insofern entsprechen die gemessenen Werte den mit  $R_{p, eff}$  bezeichneten Größen in Abschnitt 5.2.2.

### 6.1.1 Grundlagen der Wärmestrahlung

Ein Körper, der einem Photonenfluss der Intensität  $I_0$  ausgesetzt ist, lässt sich durch den absorbierten ( $a(\lambda)I_0$ ), reflektierten ( $r(\lambda)I_0$ ) und transmittierten ( $t(\lambda)I_0$ ) Anteil charakterisieren. Für die Koeffizienten gilt:

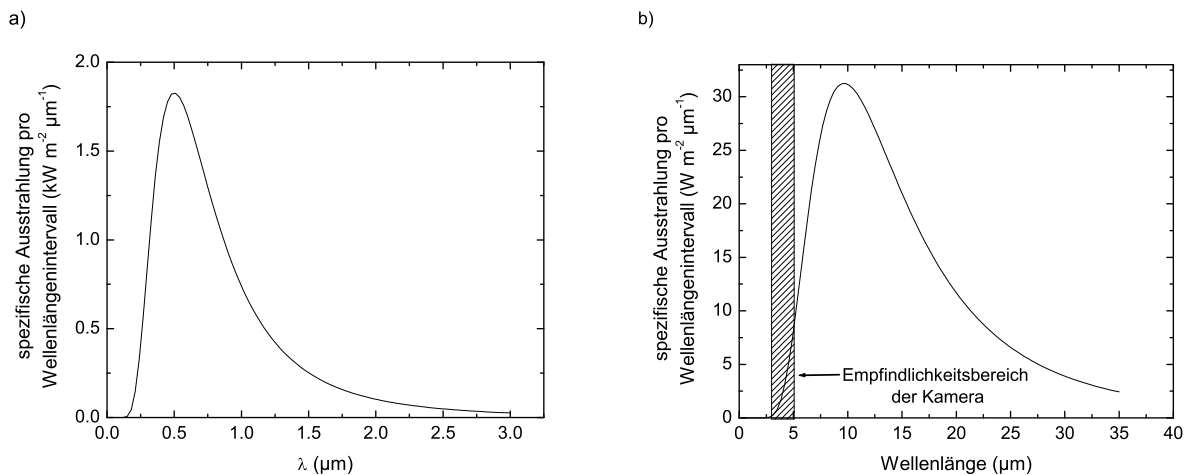
$$a(\lambda) + r(\lambda) + t(\lambda) = 1. \quad (6.1)$$

### Plancksches Strahlungsgesetz

Die spezifische spektrale Ausstrahlung eines schwarzen Körpers der Temperatur  $T$  wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben:

$$M_{\lambda,SK}(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda k_B T})}. \quad (6.2)$$

Hierbei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $k_B$  die Boltzmann Konstante und  $\lambda$  die Wellenlänge. Für die Sonne ( $T = 5800 \text{ K}$ ) ergibt sich das in Abbildung 6.1 a) dargestellte Spektrum, wobei der Raumwinkel, den die Sonne von der Erde aus gesehen einnimmt, berücksichtigt wurde. Abbildung 6.1 b) zeigt das Spektrum für eine



**Abbildung 6.1:** a) Spektrum eines schwarzen Körpers mit Temperatur  $T = 5800 \text{ Kelvin}$  unter dem Raumwinkel der Sonne auf der Erde ( $\Omega_S = 6.8 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$ ). Zum Vergleich ist in b) das Spektrum einer Solarzelle bei  $T = 300 \text{ Kelvin}$  aufgetragen. Das Maximum der emittierten Strahlen liegt bei einer deutlich höheren Wellenlänge (Wiensches Verschiebungsgesetz). Der gestrichelte Balken gibt den Wellenlängenbereich an, in dem die Kamera empfindlich ist.

als schwarzen Körper idealisiert angenommene Solarzelle bei Raumtemperatur. Wie durch das *Wiensche Verschiebungsgesetz*

$$\lambda_{max} = \frac{2898 \text{ } \mu\text{m K}}{T} \quad (6.3)$$

beschrieben, verschiebt sich das Maximum des Spektrums,  $\lambda_{max}$ , mit sinkender Temperatur zu größeren Wellenlängen.

Der gestrichelte Balken in Abb. 6.1 b) gibt den Empfindlichkeitsbereich der Kamera an. Da das Kernmodul der Kamera für militärische Zwecke entwickelt wurde, ist der Empfindlichkeitsbereich auf ein *atmosphärisches Fenster* optimiert, d.h. einen Wellenlängenbereich, in dem die Erdatmosphäre durchlässig ist. Die Entwicklung des CCD-Chips und der Auswerte- und Kühlumgebung ist sehr kostspielig, so dass sich eine Optimierung für die Solarzellenthermografie finanziell nicht abbilden lässt.

### Stefan-Boltzmannsches und Kirchhoffsches Strahlungsgesetz

Integriert man Gleichung 6.2 über die Wellenlänge, so ergibt sich die vom Körper emittierte Energiestromdichte  $j_E$

$$j_E = \epsilon(\lambda) \sigma T^4. \quad (6.4)$$

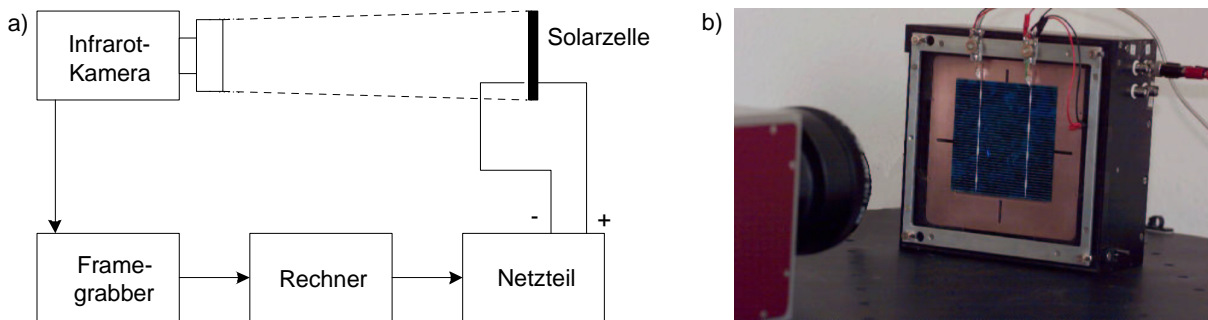
Dies ist das Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz mit der Stefan-Boltzmann Konstante  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$ . Der Faktor  $\epsilon(\lambda)$ , der *Emissionsgrad*, ist für einen schwarzen Körper 1, unabhängig von der Wellenlänge. Körper mit  $\epsilon(\lambda) = const_\lambda < 1$  werden als graue Strahler, Körper mit wellenlängenabhängigem  $\epsilon(\lambda)$  als selektive Emittter bezeichnet.

Das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz besagt, dass der Absorptionsgrad  $a(\lambda)$  (Formel 6.1) eines Körpers für jede Wellenlänge gleich seines Emissionsgrades ist:

$$\epsilon(\lambda) = a(\lambda). \quad (6.5)$$

### 6.1.2 Messaufbau

Das LockIn-System *CMT384* der Firma Thermosensorik [The00] ist schematisch in Abb. 6.2 dargestellt. Ein vom Rechner gesteuertes Netzteil legt eine rechteckförmige Spannung an die Solarzelle an. Aus der Kamera werden mit dem Framegrabber Bilder in hoher Frequenz ausgelesen, die vom Rechner weiterverarbeitet werden. Für die Interpretation der Messdaten ist es günstig,



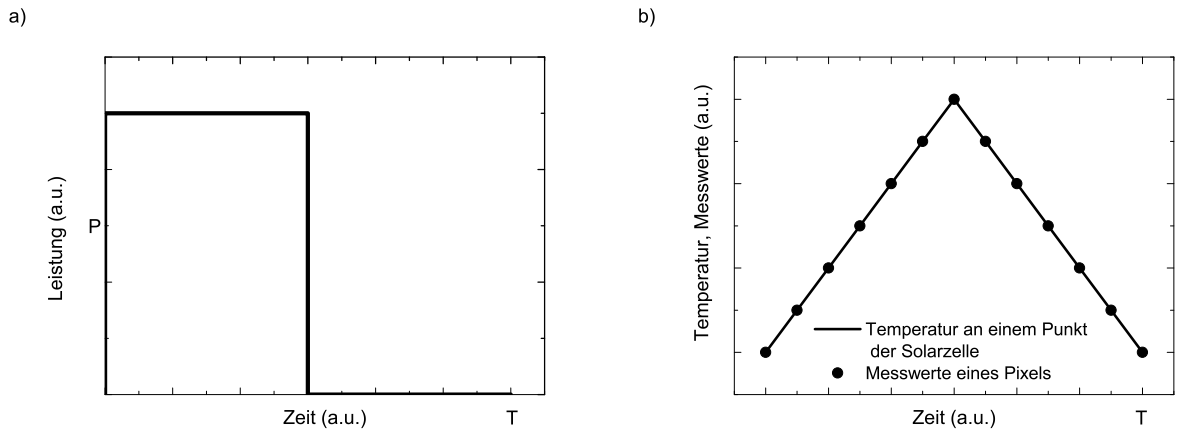
**Abbildung 6.2:** a) Aufbau des LockIn-Systems *CMT384* der Firma Thermosensorik. b) In der Mitte des Bildes sieht man den Messblock mit kontaktierter Solarzelle (ohne Folie). Links am Bildrand ist die Kamera mit aufgesetztem Objektiv zu sehen.

wenn der Emissionsgrad der Solarzellenoberfläche möglichst nahe bei 1 liegt. Deshalb wird über die Solarzelle eine Folie gelegt, die mit schwarzem Lack beschichtet ist. Die Folie sollte sehr dünn sein und eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzen. Allerdings muss sie elektrisch isolieren, da sonst die Metallisierung der Vorderseite und der Messblock verbunden wären. Folie und Solarzelle werden am Messblock angesaugt, so dass ein guter Wärmekontakt entsteht.

Die örtliche Auflösung des Messplatzes in der verwendeten Konfiguration liegt bei ca.  $350 \mu m$  für eine  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Zelle bzw. bei ca.  $175 \mu m$  für eine  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  Zelle. Sie wird durch die Anzahl der Pixels des CCD-Chips der Kamera begrenzt ( $288 \times 288$ ). Durch Zoomen eines Bereichs der Solarzelle sind bei der verwendeten Optik Auflösungen bis zu  $30 \mu m$  möglich.

### Funktionsweise des verwendeten LockIn-Systems

Die Solarzelle wird bei Raumtemperatur vermessen, die zu detektierenden Signale liegen jedoch im  $mK$ -Bereich. Die notwendige Empfindlichkeit wird über ein LockIn-System erreicht: An die Zelle wird eine periodische Rechteckspannung angelegt (Abb. 6.3 a). Diese eingebrachte Leistung erzeugt eine periodische Erwärmung der Solarzelle. Ein erwärmter Bereich kühlt sich in den



**Abbildung 6.3:** a) In die Solarzelle eingebrachte Leistung mit Amplitude  $P$ . b) Verlauf der Temperatur nach dem Einschwingvorgang. Die Punkte symbolisieren die einzelnen von der Kamera während einer Periode aufgenommenen Messwerte. Der Leistungs- und der Temperaturverlauf sind i.A. phasenverschoben, siehe Abschnitt 6.1.5

Perioden, in denen keine Leistung eingebracht wird, durch Wärmeleitung innerhalb des Siliziumwafers, durch Wärmeabstrahlung über die Folie und durch Wärmeleitung an den Messblock ab. Der Wärmestrom an die Umgebung ist zu Beginn der Messung kleiner als die eingebrachte Leistung, d.h. die mittlere Zelltemperatur steigt zu Beginn, bis sich ein Gleichgewicht einstellt. Je nach Wahl der angelegten Frequenz und Spannung stellt sich dieses Gleichgewicht in  $1 - 5 \text{ min}$  ein. Nach diesem Einschwingvorgang verläuft die Temperatur an einem Punkt der Solarzelle näherungsweise sägezahnförmig (Abb. 6.3 b).

Die Kamera nimmt während einer Periode in äquidistanten Zeitabständen Messwerte auf. Die Frequenz der Kamera wird als ganzzahliges Vielfaches  $n$  der Anregungsfrequenz  $f$  gewählt, so dass für jede Periode  $n$  Messpunkte vorliegen. Die Messdauer für einen Messpunkt wird Belichtungszeit oder Integrationszeit genannt, da während dieser Zeitspanne das Messsignal für jeden Kamerapixel kumuliert wird.

Die Einzelbilder der Zeitpunkte  $t_i$  werden mit den Funktionen

$$K^{0^\circ} = \sin(2\pi ft) \quad \text{und} \quad K^{-90^\circ} = -\cos(2\pi ft) \quad (6.6)$$

korreliert. Jeder einzelne Messwert  $D_i^1$  wird nun mit den beiden obigen Funktionen für eine Periode korreliert und das Ergebnis vieler Perioden gemittelt. Man erhält den (mit  $0^\circ$  korrelierten) Realteil  $S^{0^\circ}$  und den (mit  $-90^\circ$  korrelierten) Imaginärteil  $S^{-90^\circ}$  des Messsignals.

$$S^{0^\circ} = \frac{1}{nN} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^N D(t_{i,j}) \sin(2\pi ft_{i,j}) \quad (6.7)$$

$$S^{-90^\circ} = -\frac{1}{nN} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^N D(t_{i,j}) \cos(2\pi ft_{i,j}). \quad (6.8)$$

Hierbei ist  $t_{i,j}$  der den einzelnen Messwerten zugeordnete Zeitpunkt,  $n$  die Anzahl der Bilder pro Periode,  $f$  die Frequenz der Anregung und  $N$  die Anzahl der gemittelten Perioden. Statt

<sup>1</sup> $D$  steht für Digits, d.h. ganzzahlige, nicht genormte Werte, die für je einen Pixel des CCD-Chips ausgelesen werden.

Real- und Imaginärteil lassen sich auch Betrag  $S^{Betrag}$  und Phase des Signals angeben, wobei der Betrag unabhängig von einer globalen Phase  $\varphi$  ist:

$$S^{Betrag} = \sqrt{(S^{0^\circ})^2 + (S^{-90^\circ})^2} = \sqrt{(S^{0^\circ+\varphi})^2 + (S^{-90^\circ+\varphi})^2}. \quad (6.9)$$

Auf die Phasenverschiebung  $\varphi$  wird in Abschnitt 6.1.5 näher eingegangen.

### 6.1.3 Analytische Lösungen für die Wärmeausbreitung einer oszillierenden Quelle

In diesem Abschnitt werden zwei analytische Modelle zur Beschreibung der Wärmewellen in der Solarzelle vorgestellt. Dabei handelt es sich um zwei Lösungen der zweidimensionalen Wärmeleitungsgleichung mit Neumannschen Randbedingungen, direkt analytisch oder in zwei Schritten gelöst, mit Hilfe der Methode der Spiegelquellen.

#### Zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung

Betrachtet man ein quaderförmiges Volumenelement in der Solarzelle mit Grundfläche  $k \times k$  und Höhe  $d$ , so berechnet sich die zeitliche Änderung der im Volumenelement gespeicherten Wärmemenge  $Q$  zu

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = dk^2 \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (6.10)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität  $c$ , der Materialdichte  $\rho$  (in unserem Fall  $\rho_{Si}$ ) und der Temperatur  $T$ .

Denkt man den Quader um den Ursprung  $(0, 0, 0)$  zentriert, so lassen sich die Wärmeflüsse an den Seiten des Quaders durch

$$-dk\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{k}{2}} \quad dk\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\frac{k}{2}} \quad -dk\kappa \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{k}{2}} \quad dk\kappa \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\frac{k}{2}} \quad (6.11)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  beschreiben. Die Ober- und Unterseite des Quaders wird als thermisch isolierend angenommen. Die Wärmeabstrahlung an der Vorderseite und die Konvektion an den erwärmten Punkten der Solarzelle ist klein gegen die Wärmeleitung im Siliziumwafer und daher vernachlässigbar. An der Rückseite der Solarzelle stellt sich nach dem Einschwingvorgang ein im Mittel einer Periode konstanter Wärmefluss ein, so dass sich die Solarzelle im Mittel nicht erwärmt. Im Modell beschreibt man den Leistungseintrag eines im Ursprung liegenden Shunts daher durch

$$P(t) = P_0 \sin(2\pi ft), \quad (6.12)$$

d.h. im Modell wird die Solarzelle eine halbe Periode lang erwärmt und anschließend gekühlt, im Mittel wird keine Leistung eingebracht. Durch diese Näherung reduzieren sich die Gleichungen auf zwei Dimensionen. Die Beschreibung des Leistungseintrags als Sinusfunktion (und nicht als Rechteckfunktion) wird in Abschnitt 6.1.4 näher erläutert.

Die zeitliche Änderung der Wärmemenge  $Q$  im Quader ist die Summe aus den Formeln 6.11 und 6.12. Eingesetzt in Formel 6.10 ergibt sich für den betrachteten Quader eine zweidimensionale Differentialgleichung erster Ordnung:

$$\frac{\rho c}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P(t)}{dk^2 \kappa} + \frac{1}{k} \left( -\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{k}{2}} + \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\frac{k}{2}} - \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{k}{2}} + \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\frac{k}{2}} \right). \quad (6.13)$$

Für den Fall eines infinitesimal kleinen Quaders, d.h.

$$\frac{P(t)}{dk^2\kappa} \xrightarrow{k \rightarrow 0} \frac{P(t)}{d\kappa} \delta(x - x_0)\delta(y - y_0) \quad (6.14)$$

und

$$\frac{1}{k} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\frac{k}{2}} - \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{k}{2}} \right) \xrightarrow{k \rightarrow 0} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Big|_{x=0} \quad (6.15)$$

erhält man eine Differentialgleichung zweiter Ordnung: die zweidimensionale Wärmeleitgleichung

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{\rho c}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{P_0}{d\kappa} \sin(\omega t) \delta(x - x_0)\delta(y - y_0). \quad (6.16)$$

### Analytische Lösung mit Randbedingungen

Da die Fläche der Zellrückseite gegenüber der Randfläche sehr groß ist (eine typische Solarzelle ist ca. 300  $\mu m$  dick) und zudem der Rand der Solarzelle nur über die Folie oder Konvektion Wärmekontakt zum Messblock besitzt, kann der Rand als thermisch isolierend angenommen werden. Für eine Solarzelle mit Länge  $a$  und Breite  $b$  ergibt sich:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} = 0. \quad (6.17)$$

Mit diesen Neumannschen Randbedingungen ergibt sich als Lösung von Formel 6.16

$$\begin{aligned} T(x, y, t) = & T_0 + \frac{1}{ab} d_{00} \\ & + \frac{2}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}x_0\right) d_{n0} \\ & + \frac{2}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y_0\right) d_{0m} \\ & + \frac{4}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \sum_{m=1}^{\infty} \left( \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}x_0\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y_0\right) d_{nm} \right) \right) \end{aligned} \quad (6.18)$$

mit den Koeffizienten

$$d_{00} = \frac{P_0 - P_0 \cos(\omega t)}{cd\omega\rho} \quad (6.19)$$

$$d_{0m} = \frac{b^4 c e^{-\frac{m^2 \pi^2 t \kappa}{b^2 c \rho}} P_0 \omega \rho - b^4 c P_0 \omega \rho \cos(\omega t) + b^2 m^2 P_0 \pi^2 \kappa \sin(\omega t)}{d m^4 \pi^4 \kappa^2 + b^4 c^2 d \omega^2 \rho^2} \quad (6.20)$$

$$d_{n0} = \frac{a^4 c e^{-\frac{n^2 \pi^2 t \kappa}{a^2 c \rho}} P_0 \omega \rho - a^4 c P_0 \omega \rho \cos(\omega t) + a^2 n^2 P_0 \pi^2 \kappa \sin(\omega t)}{d n^4 \pi^4 \kappa^2 + a^4 c^2 d \omega^2 \rho^2} \quad (6.21)$$

$$d_{nm} = \frac{a^2 b^2 P_0 \left( a^2 b^2 c e^{\frac{(-\frac{m^2}{b^2} - \frac{n^2}{a^2}) \pi^2 t \kappa}{c \rho}} \omega \rho - a^2 b^2 c \omega \rho \cos(\omega t) + (a^2 m^2 + b^2 n^2) \pi^2 \kappa \sin(\omega t) \right)}{d (2 a^2 b^2 m^2 n^2 \pi^4 \kappa^2 + b^4 n^4 \pi^4 \kappa^2 + a^4 (m^4 \pi^4 \kappa^2 + b^4 c^2 \omega^2 \rho^2))}. \quad (6.22)$$

Die Exponential-Terme gehen für große  $n$ ,  $m$  und  $t$  gegen Null. Dadurch lassen sich die Koeffizienten 6.20 bis 6.22 zu

$$d_{0m} = \frac{-b^4 c P_0 \omega \rho \cos(\omega t) + b^2 m^2 P_0 \pi^2 \kappa \sin(\omega t)}{d m^4 \pi^4 \kappa^2 + b^4 c^2 d \omega^2 \rho^2} \quad (6.23)$$

$$d_{n0} = \frac{-a^4 c P_0 \omega \rho \cos(\omega t) + a^2 n^2 P_0 \pi^2 \kappa \sin(\omega t)}{d n^4 \pi^4 \kappa^2 + a^4 c^2 d \omega^2 \rho^2} \quad (6.24)$$

$$d_{nm} = \frac{a^2 b^2 P_0 (-a^2 b^2 c \omega \rho \cos(\omega t) + (a^2 m^2 + b^2 n^2) \pi^2 \kappa \sin(\omega t))}{d (2 a^2 b^2 m^2 n^2 \pi^4 \kappa^2 + b^4 n^4 \pi^4 \kappa^2 + a^4 (m^4 \pi^4 \kappa^2 + b^4 c^2 \omega^2 \rho^2))} \quad (6.25)$$

vereinfachen.

Für die analytische Lösung vereinfachen sich die Formeln 6.7 und 6.8 zu

$$S^{0^\circ} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{t_P} \int_0^{t_P} \sin(\omega t) T(t) dt \quad (6.26)$$

$$S^{90^\circ} = -\frac{\pi}{2} \frac{1}{t_P} \int_0^{t_P} \cos(\omega t) T(t) dt, \quad (6.27)$$

da nicht über mehrere Perioden gemittelt werden muss. Der Faktor  $\frac{\pi}{2}$  wird aufgrund der Fourierzerlegung des Rechtecksignals eingeführt und in Abschnitt 6.1.4 erläutert.  $t_P$  ist die Dauer einer Periode. Für das  $0^\circ$ -Bild der Zelle ergibt sich somit die zeitunabhängige Funktion

$$\begin{aligned} T_{Lock-In,0^\circ}(x, y) &= \frac{1}{ab} d_{00,Lock-In,0^\circ} \\ &+ \frac{2}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}x_0\right) d_{n0,Lock-In,0^\circ} \\ &+ \frac{2}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y_0\right) d_{0m,Lock-In,0^\circ} \\ &+ \frac{4}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \sum_{m=1}^{\infty} \left( \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}x_0\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y_0\right) d_{nm,Lock-In,0^\circ} \right) \right) \end{aligned} \quad (6.28)$$

mit den Koeffizienten

$$d_{00,Lock-In,0^\circ} = 0 \quad (6.29)$$

$$d_{0m,Lock-In,0^\circ} = \frac{b^2 m^2 P_0 \pi^3 \kappa}{4 d m^4 \pi^4 \kappa^2 + 4 b^4 c^2 d \omega^2 \rho^2} \quad (6.30)$$

$$d_{n0,Lock-In,0^\circ} = \frac{a^2 n^2 P_0 \pi^3 \kappa}{4 d n^4 \pi^4 \kappa^2 + 4 a^4 c^2 d \omega^2 \rho^2} \quad (6.31)$$

$$d_{nm,Lock-In,0^\circ} = \frac{a^2 b^2 (a^2 m^2 + b^2 n^2) P_0 \pi^3 \kappa}{4 d (2 a^2 b^2 m^2 n^2 \pi^4 \kappa^2 + b^4 n^4 \pi^4 \kappa^2 + a^4 (m^4 \pi^4 \kappa^2 + b^4 c^2 \omega^2 \rho^2))}. \quad (6.32)$$

Für das  $90^\circ$ -Bild der Zelle ergibt sich analog die zeitunabhängige Funktion

$$\begin{aligned}
T_{Lock-In,90^\circ}(x,y) &= \frac{1}{ab}d_{00,Lock-In,90^\circ} \\
&+ \frac{2}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}x_0\right) d_{n0,Lock-In,90^\circ} \\
&+ \frac{2}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y_0\right) d_{0m,Lock-In,90^\circ} \\
&+ \frac{4}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \sum_{m=1}^{\infty} \left( \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}x_0\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y_0\right) d_{nm,Lock-In,90^\circ} \right) \right)
\end{aligned} \tag{6.33}$$

mit den Koeffizienten

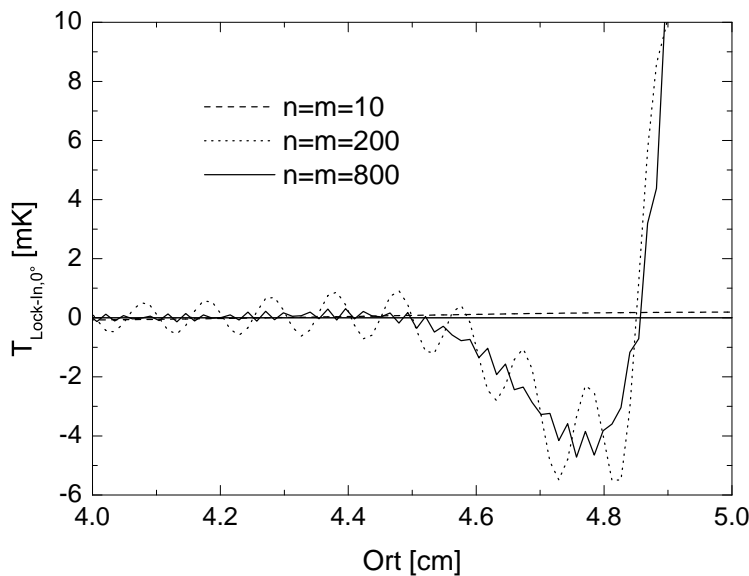
$$d_{00,Lock-In,90^\circ} = -\frac{P_0\pi}{4cd\omega\rho} \tag{6.34}$$

$$d_{0m,Lock-In,90^\circ} = \frac{b^4cP_0\pi\omega\rho}{-4dm^4\pi^4\kappa^2 - 4b^4c^2d\omega^2\rho^2} \tag{6.35}$$

$$d_{n0,Lock-In,90^\circ} = \frac{a^4cP_0\pi\omega\rho}{-4dn^4\pi^4\kappa^2 - 4a^4c^2d\omega^2\rho^2} \tag{6.36}$$

$$d_{nm,Lock-In,90^\circ} = -\frac{a^4b^4cP_0\pi\omega\rho}{4d(2a^2b^2m^2n^2\pi^4\kappa^2 + b^4n^4\pi^4\kappa^2 + a^4(m^4\pi^4\kappa^2 + b^4c^2\omega^2\rho^2))}. \tag{6.37}$$

Die Gleichungen 6.28 und 6.33 geben die relative Temperatur zu der Umgebungstemperatur wieder, d.h. negative Werte sind auch für den Betrag möglich. Gleichung 6.28 strebt gegen  $\infty$  für  $x, y \rightarrow 0$ . Im Idealfall von unendlich vielen Summanden ergibt diese analytische Lösung eine glatte Kurve. Wie stark eine approximierte Lösung oszilliert, hängt von der Anzahl der Summanden, aber auch von der Frequenz  $f$  und den Zellmaßen  $a$  und  $b$  ab. In Abbildung 6.4 ist  $T_{Lock-In,0^\circ}$  für



**Abbildung 6.4:**  $T_{Lock-In,0^\circ}$  nach Formel 6.28 für unterschiedliche  $n, m$ .  $T$  gibt die Temperaturänderung relativ zur Ausgangstemperatur des Wafers an. Selbst für  $n = m = 800$  sind die Oszillationen noch deutlich zu erkennen.

unterschiedliche Anzahlen von Summanden wiedergegeben. Es wurde ein  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  großes Stück der Solarzelle simuliert, bei einer Frequenz von 20 Hz und einer Auflösung von 288 Punkten (dies

entspricht der Pixelanzahl der Thermografiekamera in  $X$ -Richtung). Obwohl die Funktionen in C implementiert wurden, benötigt die Berechnung der Kurve mit  $n = m = 800$  ca. 4 Minuten auf einem Rechner mit 1 GHz Prozessortaktung. Dies ist für ein Anfitten der gerechneten Kurven an gemessene Werte zu zeitaufwendig, zumal wenn ein automatisiertes Verfahren über einen Näherungsalgorithmus die Auswertung übernehmen soll. Im Folgenden wird deshalb zunächst die Lösung für einen unendlich ausgedehnten Wafer vorgestellt und dies anschließend über die Methode der Spiegelquellen auch auf Wärmequellen am Rand der Solarzelle übertragen. Die Koeffizienten-Lösung ist z.B. zur Untersuchung veränderter Randbedingungen hilfreich.

### Lösungen für unendlich große Siliziumwafer

Die Lösungen für die Wärmeleitgleichung in zwei Dimensionen im Falle eines unendlich ausgedehnten Körpers sind bereits Mitte letzten Jahrhunderts ausführlich untersucht worden [CJ59]. Die Lösung lässt sich mit *Besselfunktionen* (den *Kelvinfunktionen*  $ker$  und  $kei$ ) beschreiben. Die Ergebnisse stimmen mit denen aus Abschnitt 6.1.3 für  $n, m \rightarrow \infty$  und  $a, b \rightarrow \infty$  überein, lassen sich numerisch jedoch wesentlich schneller bestimmen. Der Betrag des LockIn-Signals ergibt sich z.B. zu

$$T_{Lock-In, Betrag}(r) = AK_0(\sqrt{2i}\frac{r}{\Lambda}) = A(ker(\frac{\sqrt{2}r}{\Lambda}) + i kei(\frac{\sqrt{2}r}{\Lambda})). \quad (6.38)$$

$r$  ist der Abstand von der Wärmequelle,  $\Lambda$  die thermische Diffusionslänge

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\kappa}{\pi \rho c f}}. \quad (6.39)$$

Sie ist ein Maß für die Ausbreitung der Wärmewelle. Der Vorfaktor  $A$  ist abhängig von der Geometrie der Wärmequelle und dem Verhältnis von thermischer Diffusionslänge  $\Lambda$  zu Dicke  $d$  der Solarzelle. Ist die Zelldicke  $d$  kleiner als  $\Lambda$ , so spricht man von einer thermisch dünnen Zelle. Für  $d > \Lambda$  spricht man von einer thermisch dicken Zelle. Für eine punktförmige Wärmequelle in einer thermisch dünnen Zelle ist

$$A = \frac{P_0}{2\pi\kappa d}. \quad (6.40)$$

Die Kelvinfunktionen  $ker$  und  $kei$  können im Folgenden auch als  $0^\circ$ -Bild und  $90^\circ$ -Bild bezeichnet werden.  $S^{0^\circ}$  und  $S^{90^\circ}$  sind Bezeichnungen für Signale an den einzelnen Ortspunkten (Pixel) des  $0^\circ$ -Bildes und des  $90^\circ$ -Bildes. Statt  $S^{90^\circ}$  erhält man für jeden Ortspunkt bei der Messung  $S^{-90^\circ}$ . Das liegt daran, dass nicht der Imaginärteil  $kei$ , sondern der negative Imaginärteil  $-kei$  gemessen wird. Das Signal  $S^{-90^\circ}$  liegt um  $90^\circ$  hinter dem Signal  $S^{0^\circ}$ . Es entsteht also später als  $S^{0^\circ}$  und nicht früher, wie es beim Imaginärteil der Fall wäre. Dies kann mit einem Minuszeichen berücksichtigt werden:

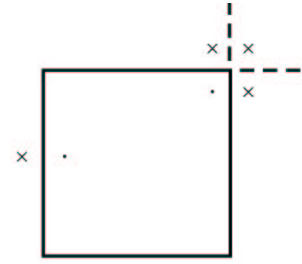
$$S^{-90^\circ} = -S^{90^\circ}. \quad (6.41)$$

### Lösungsansatz mit Spiegelquellen für ein oder zwei Ränder

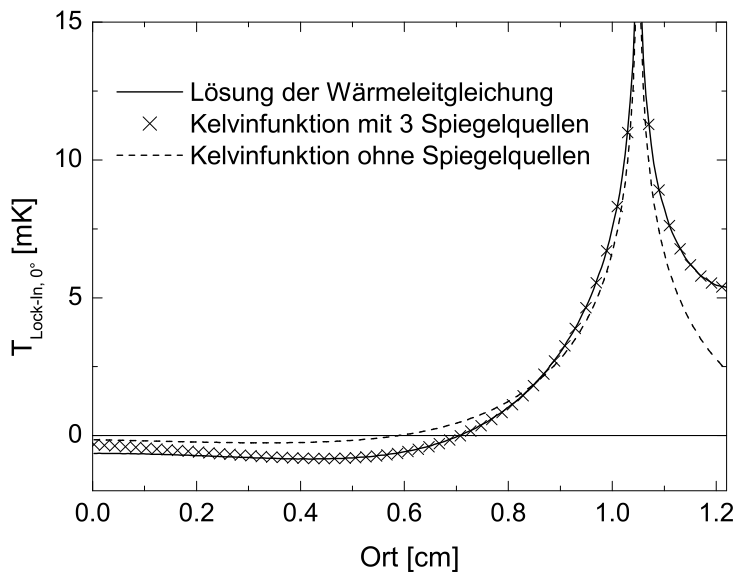
Unter der Annahme, dass am Rand der Solarzelle kein Wärmeaustausch stattfindet, lassen sich auch Wärmequellen am Rand einer Solarzelle mit Kelvinfunktionen beschreiben: Die Einführung von Spiegelquellen im gleichen Abstand zum Rand wie die Ursprungsquelle bewirkt ja gerade, dass die Ableitung der Funktion am Rand 0 wird. Vorteilhaft bei der Shuntthermografie ist, dass die thermische Diffusionslänge (Formel 6.39) klein gegenüber der Zellbreite bzw. -länge ist.

Somit reicht es aus, am unmittelbar benachbarten Rand einer Wärmequelle Spiegelquellen zu berücksichtigen.

In Abbildung 6.5 sind die Wärmequellen als Punkte und die Spiegelquellen als Kreuze für den Fall einer Wärmequelle am Rand und in der Ecke der Solarzelle aufgezeichnet. Abbildung 6.6 zeigt Ergebnisse für eine 12.2 mm breite Solarzelle, die einen Shunt in einer Ecke (1.7 mm von beiden Rändern entfernt) besitzt. Berechnet wurde das  $0^\circ$ -Bild bei einer Frequenz von 5 Hz. Dargestellt ist ein Linescan durch den Shunt, parallel zu einem der Ränder. Man sieht, dass die Lösung aus Abschnitt 6.1.3 sehr gut mit dem Ergebnis für drei Kelvinfunktionen übereinstimmt. Lediglich bei  $0 - 0.5$  cm zeigt sich eine leichte Abweichung, da die thermische Diffusionslänge nicht vernachlässigbar gegenüber der gewählten Zellbreite ist. Für die üblichen Solarzellen ( $5 \times 5$  cm<sup>2</sup> bis  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>) ist die Näherung jedoch gültig. Im Gegensatz zu der Lösung ohne Spiegelquellen (unendlich ausgedehnter Wafer) zeigen die Lösungen mit Randbedingung Steigung 0 am Solarzellenrand bei 1.22 cm. Es findet kein Wärmeaustausch über den Rand statt.



**Abbildung 6.5:** Wärmequellen (Punkte) und Spiegelquellen (Kreuze) für Shunts am Rand und in der Ecke einer Solarzelle.



**Abbildung 6.6:** Vergleich von  $T_{\text{Lock-In}, 0^\circ}$  für eine Wärmequelle in der Ecke der Solarzelle. Der Solarzellenrand liegt am rechten Rand des Grafen. Dargestellt ist ein Linescan durch den Shunt parallel zum Solarzellenrand.

### 6.1.4 Eichfaktoren

Eine quantitative Auswertung der von der Thermografiekamera gemessenen Signale erfordert die Berücksichtigung mehrerer Eichfaktoren. So wird z.B. eine Eichung auf den Emissionsgrad der Solarzellenoberfläche bzw. auf den Emissionsgrad der Folie vorgenommen. Auch das Verhältnis der Amplituden der angelegten rechteckförmigen Spannung und der im Modell verwendeten sinusförmigen Spannung muss berücksichtigt werden.

### Fourierzerlegung des Rechtecksignals

Wie schon in Abschnitt 6.1.2 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 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 des Rechtecksignals dar. Die Ermittlung eines Messsignals mit der in Formeln 6.7 und 6.8 beschriebenen Korrelationsmethode dient aber gerade dazu, nur Messsignale mit Frequenz  $f$  auszuwerten. Dies bedeutet, das gemessene Signal kann als erster Summand der Fourierzerlegung der rechteckförmigen Wärmeabstrahlung der Solarzelle interpretiert werden. Das Verhältnis der Amplituden (siehe Abbildung 6.7) ist

$$P_0 = \frac{2P}{\pi}. \quad (6.42)$$

Dieses Verhältnis ist in den Gleichungen 6.26 und 6.27 durch den Faktor  $\frac{\pi}{2}$  berücksichtigt.

### Eichung mit Folie

Wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, gibt das Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz die emittierte Energiestromdichte  $j_E$  an. Welche Werte aber pro Einzelbild von jedem einzelnen Pixel des Kamerachips gemessen werden, hängt von der Empfindlichkeit des Pixels, von der Kameraoptik, von der Integrationszeit (=Messdauer für ein Einzelbild), vom Abstand zwischen Kamera und Zelle und von der Fläche des Pixels ab. Alle diese Faktoren kann man für jedes Pixel in einem Faktor  $\Gamma$  zusammenfassen. Das Verhältnis zwischen Digits und Temperatur lässt sich damit durch

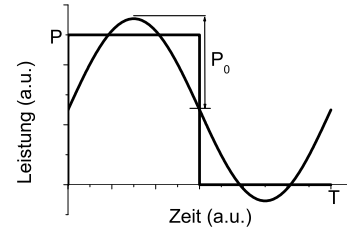
$$D = j_E \Gamma = \epsilon_{Folie}(\lambda) \sigma T^4 \Gamma \quad (6.43)$$

beschreiben.

Wie in Abschnitt 6.1.2 erwähnt, wird über die Solarzelle eine Folie gelegt. Diese besitzt einen örtlich homogenen Emissionsgrad  $\epsilon_{Folie}$ , der möglichst nahe bei 1 liegen sollte. Die Zuordnung eines gemessenen Digitwerts  $D$  zu einer Temperatur  $T$  geschieht mit folgendem Eichverfahren: Man legt die Folie auf eine Heizplatte und misst bei zwei Temperaturen  $T_{high}$  und  $T_{low}$ , die sich nur um wenige Grad Kelvin unterscheiden und im Bereich der Raumtemperatur liegen sollten, bei der später die Messung an der Zelle stattfindet. Im Messprogramm werden dann für  $T_{high}$  und  $T_{low}$  die gemessenen Digitwerte  $D_{high}$  und  $D_{low}$  für jedes Pixel gespeichert, da die einzelnen Pixel des CCD-Chips unterschiedliche Empfindlichkeiten besitzen. Bei einer Temperatur von  $25^\circ C$  liegt  $D$  im Bereich von 8500 Digits, bei einer Integrationszeit von 3 ms.

Für kleine Temperaturänderungen (im  $mK$ -Bereich) lässt sich das Stefan-Boltzmann Gesetz linear annähern, so dass sich ein mit LockIn-Methode gemessener Digitwert über

$$T_{Lock-In,0/-90} = \frac{T_{high} - T_{low}}{D_{high} - D_{low}} D_{Lock-In,0/-90} \quad (6.44)$$



**Abbildung 6.7:** Aufgrund der Korrelationsfunktion des LockIn kann man für das analytische Modell anstelle der Rechteckfunktion den ersten Summanden der Fourierreihe benutzen.

in eine Temperatur umrechnen lässt.  $T_{Lock-In}$  gibt (wie in Abbildung 6.7 schematisch dargestellt) die relative Änderung des Temperatursignals auf der Zelle wieder, im  $0^\circ$  Fall mit  $\sin(2\pi ft)$ , im  $-90^\circ$  Fall mit  $-\cos(2\pi ft)$  korreliert.

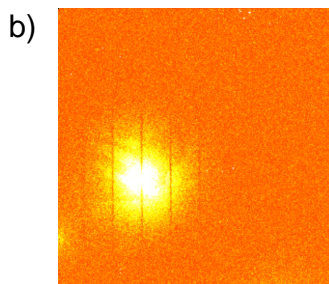
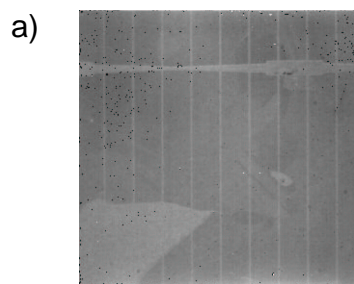
Jede Eichung ist nur für die verwendete Integrationszeit und den bei der Eichung eingestellten Abstand der Kamera zur Solarzelle gültig.

### Eichung ohne Folie

Die im letzten Abschnitt beschriebene Eichung ermittelt für jeden Pixel einen Eichfaktor  $\Gamma$ . Somit ist eine Folie mit homogenem Emissionsgrad für eine Thermografiemessung nicht zwingend erforderlich. Die folgenden Argumente zeigen jedoch, dass mit dem benutzten Messaufbau für quantitative Auswertungen zusätzlich der Emissionsgrad der Solarzelle und der Folie bekannt sein müssen:

Bei der Eichung ohne Folie ist der Emissionsgrad der Zelloberfläche  $< 1$ . Das hat zur Folge, dass neben der Emission der Zelloberfläche (Z)  $\epsilon_Z(\lambda)\sigma T_Z^4$  z. B. auch die Emission der Aluminiumrückseite (Al)  $\epsilon_{Al}(\lambda)t_{Si}(\lambda)\sigma T_{Al}^4$ , die durch das Silizium (Si) transmittiert wird, und die Reflexion der Umgebungsstrahlung (U) an der Zelloberfläche  $\epsilon_U(\lambda)r_Z(\lambda)\sigma T_U^4$  und die an der Aluminiumrückseite reflektierte Umgebungsstrahlung  $\epsilon_U(\lambda)t_{Si}^2(\lambda)r_{Al}(\lambda)\sigma T_U^4$  berücksichtigt werden müssen.

Bei der späteren Messung fließen wegen des Lock-In-Verfahrens nur die Signale in den Messwert  $D_{Lock-In}$  mit ein, die die gleiche Frequenz wie die von außen angelegte Rechteckspannung haben. Das heißt, die Eichung passt nicht zu der späteren Messung, wenn der Emissionsgrad der Zelloberfläche  $< 1$  ist, siehe Abbildung 6.8. Im Eichbild (a) sind Metallisierung und unterschied-



**Abbildung 6.8:** Eichbild (a) und LockIn-Bild (b) einer multikristallinen Zelle. Beide Bilder sind ohne Folie aufgenommen.

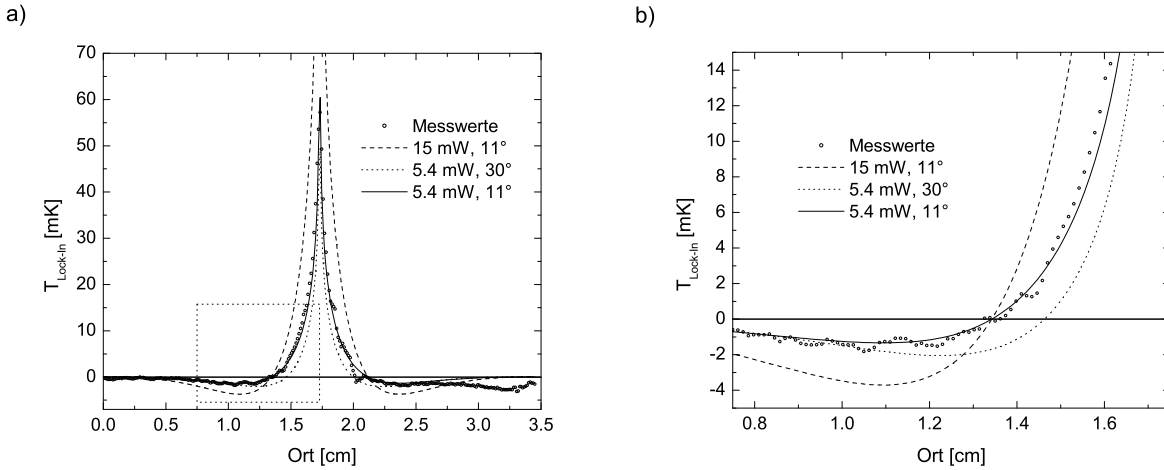
lich orientierte Kristallkörner aufgrund ihrer variierenden Reflexion der Umgebungsstrahlung zu sehen. Im LockIn-Bild ist nur noch die Emissivität der vom Shunt ausgehenden Wärmestrahlung entscheidend. Deshalb sind im Bild b) nur Bereiche mit unterschiedlicher Oberflächenemissivität - die Waferoberfläche und die Metalloberfläche des Kontaktierungsgitters - zu erkennen.

Bei der Eichung und Messung mit Folie hingegen wird jeweils nur die durch die Zelloberfläche hervorgerufene Strahlung detektiert, so dass hier Eichung und Messung zusammenpassen.

Die Eichfaktoren der beiden Eichungen sind ungefähr gleich groß, da bei der Eichung ohne Folie die kleinere Zellemission durch die zusätzliche Rückseitenemission und die Reflexion der Umgebungsstrahlung kompensiert wird. Die Messwerte ohne Folie sind wegen der kleineren Emission kleiner als die Messwerte mit Folie. Berechnet man die jeweils zugehörigen Werte  $T_{Lock-In}$ , so ergibt sich ein Faktor von ungefähr 1.7 zwischen den Werten mit und ohne Folie. Dies wird in Abschnitt 6.1.5 ausführlich beschrieben.

### Quantitative Auswertung der Messung

Mit den Modellen aus Abschnitt 6.1.3 und den Eichfaktoren aus den vorherigen Abschnitten lassen sich die gemessenen Temperaturverläufe quantitativ auswerten. Ein Beispiel ist in Abbildung



**Abbildung 6.9:** Quantitative Auswertung der Thermografie-Messung. Dargestellt ist ein X-Linescan für das *Image A* durch den Shunt, der bei 1.75 cm liegt. Graf b) zeigt den gestrichelt umrandeten Ausschnitt aus a). Die Anpassung erlaubt die quantitative Bestimmung der Verlustleistung des Shunts und der Gesamtphase der Messung.

6.9 zu sehen. Dargestellt ist ein Linescan parallel zur  $X$ -Achse durch den Shunt, zusammen mit verschiedenen Modellierungsergebnissen. Die Messapparatur liefert als Ergebnis ein *Image A* und ein *Image B*, die um  $-90^\circ$  phasenverschoben sind. Da die Messapparatur jedoch eine Gerätephase aufweist, ist das *Image A* phasenverschoben gegen das simulierte  $0^\circ$ -Bild. Diese Phasenverschiebung  $\varphi$  lässt sich ermitteln, indem man für die modellierten  $S^{0^\circ}$  und  $S^{-90^\circ}$  Werte ein  $S^\varphi$  Bild errechnet (Formel 6.45), dessen Nulldurchgang mit den gemessenen Werten übereinstimmt:

$$S^\varphi = S^{0^\circ} \cos(\varphi) + S^{-90^\circ} \sin(\varphi). \quad (6.45)$$

Anschließend variiert man die Leistung des Shunts, so dass im Bereich des Nulldurchgangs die Messwerte durch das Modell beschrieben werden. Am Ort der Wärmequelle sind die Messwerte meistens kleiner als die Kelvinfunktionen. Das liegt zum einen daran, dass das Kamerapixel über eine Fläche um den Shunt herum mittelt. Zum anderen gehen Betrag und Realteil der Temperatur am Ort der Wärmequelle im theoretischen Modell gegen unendlich. In zu großer Entfernung von der Wärmequelle sollte ebenfalls keine Übereinstimmung angestrebt werden, da das Signal von der zu untersuchenden Wärmequelle klein ist und von Signalen anderer Wärmequellen überlagert wird.

#### 6.1.5 Fehlerquellen bei der quantitativen Auswertung

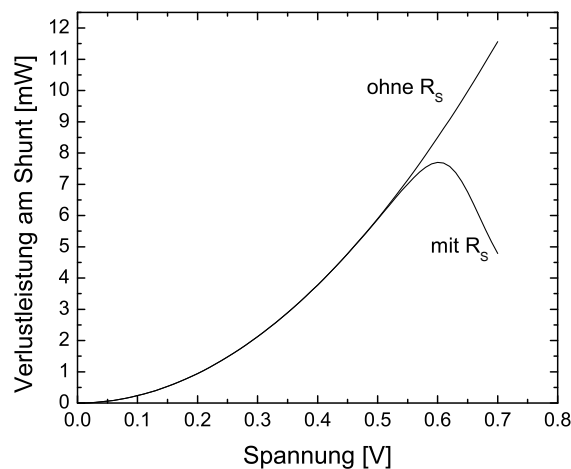
In diesem Abschnitt werden Faktoren analysiert, welche die Messgenauigkeit beeinflussen. Diese sind neben dem Serienwiderstand der Solarzelle Unterschiede bei Messung in Durchlass- oder Sperrrichtung bzw. bei der Messung ohne Folie die Unterschiede im relevanten Emissionsgrad bei Eichung und Messung. Zusätzlich wird die Zusammensetzung der Systemphase analysiert.

### Serienwiderstand

Der Widerstandswert des Shunts wird bei der quantitativen Auswertung aus der angelegten Spannung und der am Widerstand dissipierten Leistung berechnet. Die  $P(U)$ -Kennlinie für die Verlustleistung eines Shunts kann durch

$$P_{Shunt}(U) = (I_{Zelle\ mit\ Shunt} - I_{Zelle\ ohne\ Shunt}) U \quad (6.46)$$

beschrieben werden, sofern die Kennlinie der Solarzelle ohne Shunt Diodenverhalten aufweist. Im Idealfall ist also  $P_{Shunt} \sim U^2$ , da  $I = U/R$ . Dies ist im Fall eines hohen globalen Serienwiderstandes für hohe Spannungen nicht mehr gültig. Abbildung 6.10 zeigt den Einfluss eines globalen

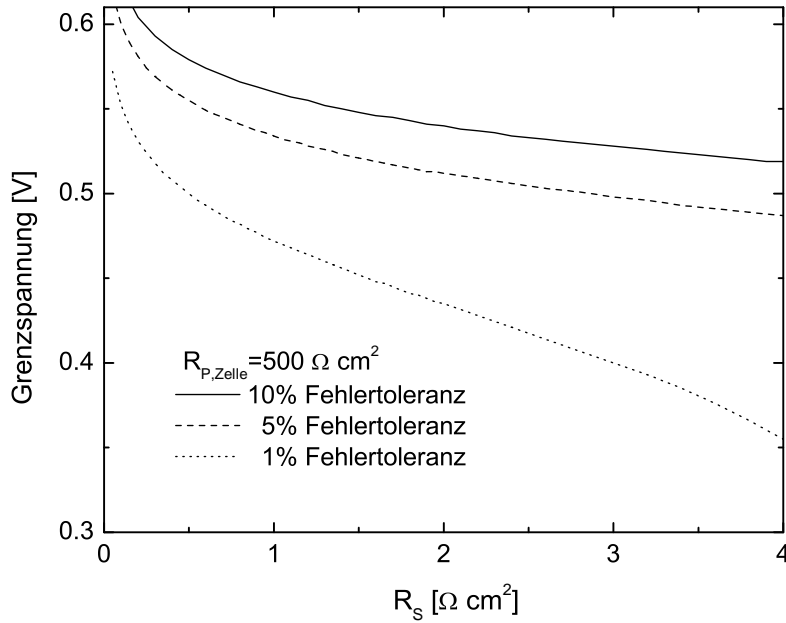


**Abbildung 6.10:** Einfluss eines Serienwiderstands auf die dissipierte Leistung am Shunt.

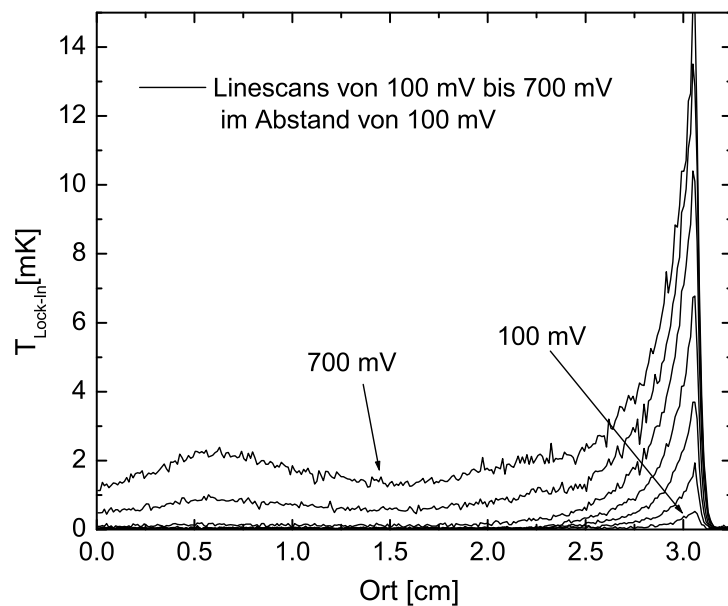
Serienwiderstandes auf die Verlustleistung eines Shunts. Für hohe Spannungen fällt auch am Serienwiderstand eine nicht vernachlässigbare Leistung ab, so dass die  $P(U)$ -Kurve des Shunts keinen quadratischen Verlauf mehr aufweist. Mit steigender Spannung steigt die am Serienwiderstand abfallende Leistung mit Zunahme des Stromes, d.h. in erster Näherung exponentiell. Somit übersteigt die am Serienwiderstand abfallende Leistung mit steigender Spannung schließlich den Leistungsabfall am Shuntwiderstand, der dann mit steigender Spannung abnimmt. Mit diesem Modell lässt sich eine Grenzspannung berechnen, bei der bei gegebenem Serienwiderstand der Fehler bei der Shuntauswertung eine bestimmte Grenze überschreitet. In Abbildung 6.11 sind die Grenzspannungen für eine Solarzelle mit  $I_{01} = 1.1 \cdot 10^{-12} \frac{A}{cm^2}$  und  $I_{02} = 8 \cdot 10^{-9} \frac{A}{cm^2}$  bei einem Shunt von  $500 \Omega cm^2$  in Abhängigkeit des Serienwiderstandes aufgetragen. So kann z.B. bei einem Serienwiderstand von  $1 \Omega cm^2$  und einer gewünschten Fehlertoleranz von 5% nur bis zu einer Spannung von  $534 mV$  gemessen werden. Der aufgetragene Serienwiderstand beinhaltet die Summe aller an der Zelle anfallenden Widerstände, d.h. auch den Einfluss der Verkabelung und Kontaktierung. Die apparativen Serienwiderstände können eliminiert werden, indem man die an die Solarzelle angelegte Spannung mittels Vierspitzenmethode misst.

### Unterschiede bei Messungen in Durchlass- und Sperrrichtung

Bei Messungen in Durchlassrichtung wird auch am pn-Übergang Leistung dissipiert. Der durch die Zelle fließende Strom steigt in erster Näherung exponentiell mit der Spannung, d.h. man erwartet mit steigender Spannung ein steigendes, gleichmäßig über die Solarzelle verteiltes Wärmesignal. In 6.12 sind Linescans durch einen Shunt für mehrere an die Solarzelle angelegte Spannungen



**Abbildung 6.11:** Grenzspannung Thermografie für verschiedene Fehlertoleranzen und Serienwiderstände.



**Abbildung 6.12:** Linescan in Durchlassrichtung für unterschiedliche Spannungen. Die Spannung wurde zwischen 100 mV und 700 mV um jeweils 100 mV erhöht. Bei 600 mV ist bereits ein deutliches, homogenes Signal zu erkennen, das von der Leistungsdissipation am pn-Übergang erzeugt wird.

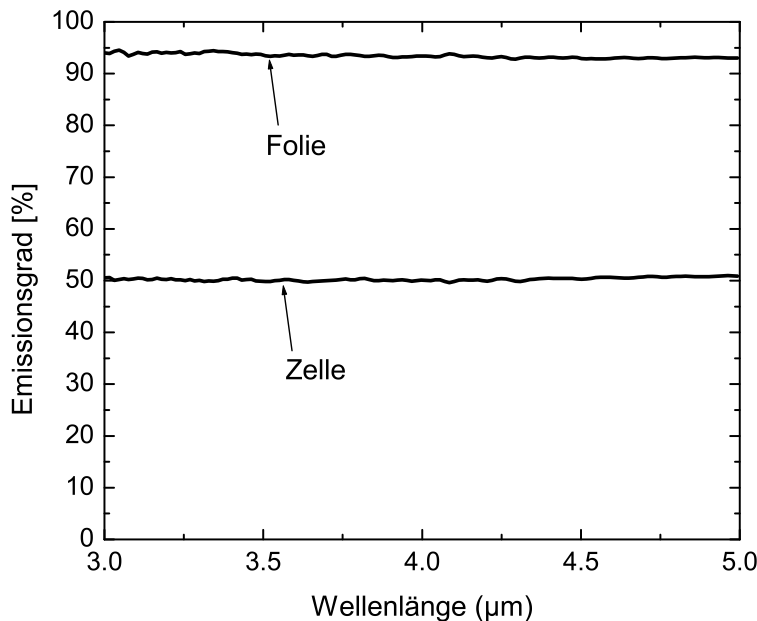
gen zu erkennen. Zwischen den einzelnen Linien liegt eine Spannungsdifferenz von 100 mV. Bei 600 und 700 mV ist ein deutliches Untergrundsignal zu erkennen. Dieses führt bei der quantitativen Auswertung zu einer zu hohen ermittelten Verlustleistung am Shunt, wenn der Untergrund nicht abgezogen wird. Messungen in Sperrrichtung zeigen dieses Verhalten nicht, da auch bei hohen Spannungen nur der Emitterdunkelsättigungsstrom außerhalb des Shuntbereiches fließt, der vernachlässigbar klein gegenüber dem Shuntstrom ist.

Dennoch ist es in einigen Fällen von Vorteil, in Vorwärtsrichtung zu messen. Für den Wirkungsgrad der Solarzelle ist vor allem das Verhalten eines Shunts am *Maximum Power Point* von Bedeutung. Shunts, die kein ohmsches Verhalten zeigen oder Solarzellen mit stark injektionsabhängiger Charakteristik sollten daher am *MPP* in Durchlassrichtung vermessen werden.

### Messung ohne Folie

In Abschnitt 6.1.4 wurde erläutert, weshalb eine quantitative Messung ohne Folie nur bei bekanntem Emissionsgrad von Solarzelle und Folie möglich ist. Dies soll nun quantitativ überprüft werden. Dazu wurde die Verlustleistung am Shunt für verschiedene Spannungen für eine Messung mit und ohne Folie ermittelt. Für jede Spannung lag die Verlustleistung ohne Folie um einen Faktor 1.7 niedriger als das Ergebnis mit Folie.

Mit einem Emissionsspektrometer wurden die Emissionsgrade von Folie und Solarzelle vermessen, siehe Abbildung 6.13. Die Emissionen sind im Empfindlichkeitsbereich der Thermografie-



**Abbildung 6.13:** Vergleich der Emissionsgrade von Folie und Solarzelle im Empfindlichkeitsbereich der Thermografiekamera.

kamera in guter Näherung konstant mit einem Mittelwert von  $\epsilon_{\text{Folie}} = 0.9412$  und  $\epsilon_{\text{Zelle}} = 0.5066$ . Nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz erhält man  $\epsilon(\lambda) = 1 - r(\lambda) - t(\lambda)$ . Unter der Annahme, dass die Transmission von Folie und Zelle im Wellenlängenbereich zwischen 3 und 5  $\mu\text{m}$  Null ist, folgt  $\epsilon(\lambda) = 1 - r(\lambda)$ . Bei der Solarzelle müssen zusätzlich die 5% der Oberfläche berücksichtigt werden, die durch die Metallfinger bedeckt sind, deren Emissionsgrad  $\epsilon_{\text{Finger}}$  näherungsweise Null ist. Daraus ergibt sich für Silizium der Emissionsgrad  $\epsilon_{\text{Silizium}} = \frac{\epsilon_{\text{Zelle}}}{0.95} = 0.5333$ . Für  $\frac{\epsilon_{\text{Folie}}}{\epsilon_{\text{Silizium}}}$  erhält man damit den Faktor 1.765, in guter Übereinstimmung mit dem Wert 1.7 aus der Thermografiemessung.

Damit ist die prinzipielle Möglichkeit einer Messung ohne Folie gezeigt, allerdings ist die Messung des Emissionsgrades aufwendig. Der Emissionsgrad variiert jedoch mit der Solarzellentechnologie und kann auch bei gleichen Solarzellentypen aufgrund von Prozessschwankungen unterschiedlich sein.

### Phasenverschiebungen des LockIn-Signals

Zwischen der von außen angelegten periodischen Spannung und dem Lock-In-Signal  $S^A$  eines Pixels gibt es eine Gesamt-Phasenverschiebung  $\varphi$ , die sich aus mehreren Phasenverschiebungen

zusammensetzt:

$$\varphi = \varphi_{System} + \varphi_{Shuntgeometrie} + \varphi_{Ort}. \quad (6.47)$$

Die einzelnen Komponenten werden in den Unterabschnitten dieses Kapitels erläutert.

Die Gesamtphase  $\varphi$  kann aus den einzelnen Pixelwerten für  $S^A$  und  $S^B$  bestimmt werden: Die einzelnen Pixelwerte  $S^{0^\circ}$  des  $0^\circ$ -Bildes berechnen sich zu

$$S^{0^\circ} = S^A \cos(\varphi) - S^B \sin(\varphi). \quad (6.48)$$

Die Summe über alle  $S^{0^\circ}$ , d.h. das Flächenintegral über den gesamten Messbereich, ist gleich Null:

$$\iint S^{0^\circ} dx dy = 0. \quad (6.49)$$

Setzt man Gleichung 6.48 in 6.49 ein, so ergibt sich für  $\varphi$

$$\varphi = \arctan \left( \frac{\iint S^A dx dy}{\iint S^B dx dy} \right). \quad (6.50)$$

Ungenauigkeiten in den Messwerten (Rauschen) verfälschen die Berechnung der Phase ebenso wie *toe* Pixel<sup>2</sup>. Eine genauere Phasenbestimmung ist über die Anpassung des Nulldurchgangs an das Simulationsmodell möglich, wie in Abschnitt 6.1.4 beschrieben.

**Systemphase** Die Verarbeitung der Signale im CCD-Chip, der Ausleseelektronik und den Framgrabbern führt zu einer Phasenverschiebung zwischen angelegter Spannung und gemessenem Signal im Messrechner. Fasst man all diese Verzögerungen in  $t$  zusammen, so berechnet sich die Phasenverschiebung aufgrund der Messapparatur zu

$$\varphi_{System} = t f 2\pi, \quad (6.51)$$

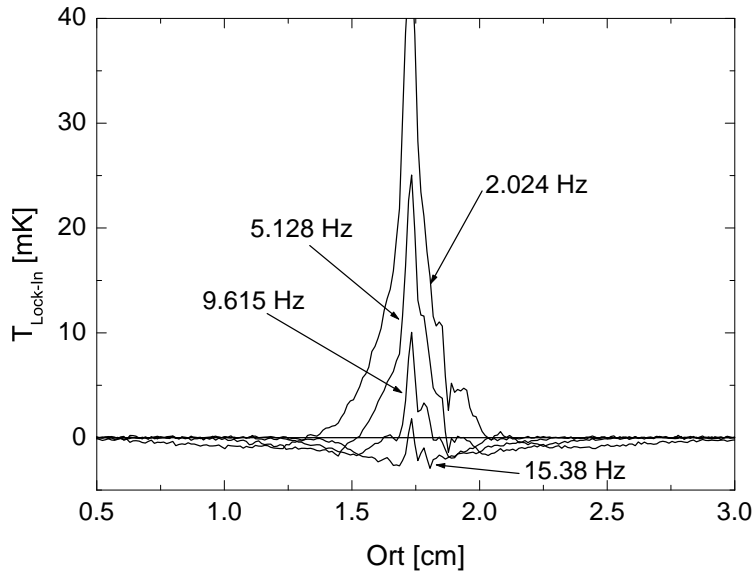
für eine angelegte Rechteckspannung mit Frequenz  $f$ . Somit steigt die Systemphase mit  $f$ . In Abbildung 6.14 sind Linescans des Image  $A$  für Messungen mit verschiedenen Anregungsfrequenzen  $f$  aufgetragen. Mit steigender Anregungsfrequenz steigt auch die Phasenverschiebung des Image  $A$  – das Signal wird kleiner. Für ein gutes Signal-Rauschverhältnis sind daher kleine Frequenzen vorteilhaft. Die örtliche Auflösung zweier Shunts steigt jedoch mit der Anregungsfrequenz, da die thermische Diffusionslänge abnimmt (siehe Gleichung 6.39). Bei den durchgeführten Messungen erwiesen sich Frequenzen bis zu 5 Hz als sinnvoll, was Auflösungen bis zu 0.2 cm ermöglichte.

**Shuntgeometrie** Am Ort einer punktförmigen Wärmequelle, die direkt an der Oberfläche der Zelle sitzt, ist der Temperaturverlauf  $T(x_0, y_0, t)$  mit einer sinusförmigen Heizleistung  $P(t) = P_0 \sin(2\pi ft)$  in Phase, da die Wärme sofort die Wärmequelle verläßt, siehe [CJ59].

Bei einer Quelle, die in einem ausgedehnten Volumen Leistung dissipiert, kann die Phase aufgrund der Shuntgeometrie aus Gleichung 6.10 bestimmt werden: Setzt man die zeitliche Änderung der Wärmemenge im Volumen  $Q$  mit der sinusförmigen Heizleistung gleich, ergibt sich

$$\frac{\partial Q(t)}{\partial t} = dk^2 \rho c \frac{\partial T(t)}{\partial t} = P_0 \sin(2\pi ft). \quad (6.52)$$

<sup>2</sup>Pixel des CCD-Chips, die zerstört sind und unrealistische Werte liefern.



**Abbildung 6.14:** Linescan durch das Image A für unterschiedliche Frequenzen der an die Solarzelle angelegten Spannung.

Hierbei werden Heizleistung und Spannung in Phase angenommen, d.h. der Stromfluss von den Zellkontakten zum Ort des Shunts geschieht in vernachlässigbar kurzer Zeit. Integriert man über  $t$  und löst nach  $T$  auf ergibt sich

$$T(t) = -\cos(2\pi ft) \frac{P_0}{2\pi f dk^2 \rho c}. \quad (6.53)$$

Demnach ist  $T(t)$  um  $-90^\circ$  gegenüber  $P(t)$  bzw.  $U(t)$  verschoben.

**Ortsanteil der Phase** Je weiter ein Punkt auf der Solarzelle vom Shunt entfernt liegt, um so länger benötigt die vom Shunt ausgehende Wärmewelle, um zu ihm vorzudringen. Folglich besitzt jeder Punkt auf der Solarzelle eine zusätzliche Ortsphase  $\varphi_{Ort}$ , die von der Entfernung zum Shunt abhängt. Analog zu Formel 6.50 lässt sich die Ortsphase eines jeden Punktes auf der Solarzelle (sofern ihm ein Pixel der Messung zugeordnet wird) durch

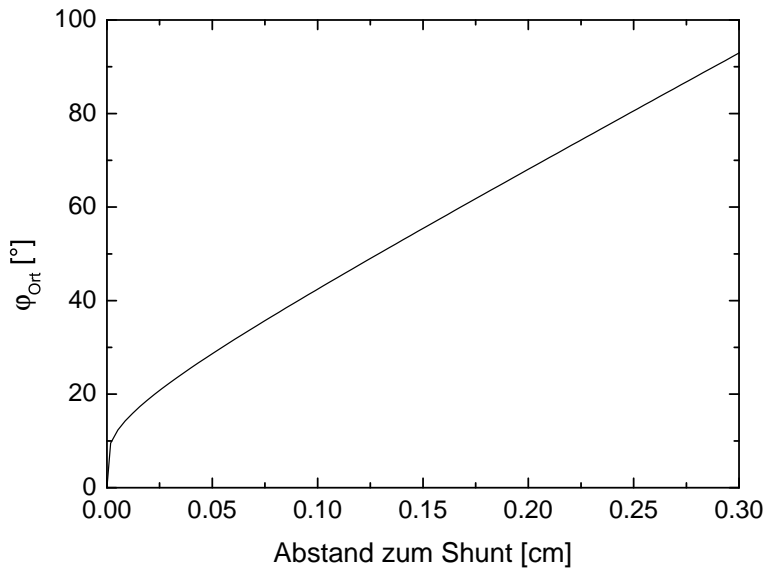
$$\varphi_{Ort} = -\arctan\left(\frac{S^B}{S^A}\right) \quad (6.54)$$

beschrieben. Abbildung 6.15 zeigt berechnete Werte für die Wärmeausbreitung in Silizium. Bei der Bestimmung der Phasenverschiebung nach Abschnitt 6.1.5 oder 6.1.4 wird die Gesamtphase für den Ort des Shunts bestimmt, d.h.  $\varphi_{Ort} = 0$ .

## 6.2 Quantitative Überprüfung der Shuntanalyse

Im letzten Abschnitt wurden Modelle und Eichmethoden vorgestellt, die eine quantitative Messung von punktförmigen ohmschen Shunts in Solarzellen ermöglichen. Diese sollen nun anhand von gezielt hergestellten Shunts überprüft werden.

Als Testobjekte dienen Solarzellen, die auf  $4,6 \times 4,6 \text{ cm}^2$  FZ-Silizium hergestellt wurden. Die Zellen weisen eine gute Homogenität auf und besitzen nur vernachlässigbar kleine Shunts. In diese Solarzellen wurden Shunts eingebracht, durch Einbringen eines Defekts mittels Laser oder



**Abbildung 6.15:** Die Ortsphase eines Punktes abhängig von der Entfernung zum Shunt.

durch Auftragen von Silberleitlack. Vor und nach dem Eingriff wurde jeweils die Dunkelkennlinie gemessen, so dass man über eine Differenz der beiden Dunkelkennlinien die spannungsabhängige Verlustleistung des erzeugten Shunts berechnen kann.

Aus den Fits der beiden Dunkelkennlinien an das zwei Diodenmodell konnte die Größe des eingebrachten Shunts  $R_{P,Shunt\_Fit}$  bestimmt werden

$$R_{P,Shunt\_Fit} = \frac{1}{\frac{F}{R_{P,nach}} - \frac{F}{R_{P,vor}}}, \quad (6.55)$$

wobei  $R_{P,vor}$  und  $R_{P,nach}$  die Parallelwiderstände aus dem Fit an die Dunkelkennlinie vor und nach dem Eingriff sind.  $F$  ist die Fläche der Solarzelle.

Formel 6.55 ergibt den Widerstandswert des eingebrachten Shunts für die komplette Solarzelle in  $\Omega$ . Unter der Annahme, dass der Shunt ein ohmsches Verhalten hat, berechnet sich die am Shunt abfallende Leistung zu

$$P_{Shunt}(U) = \frac{U^2}{R_{P,Shunt}}. \quad (6.56)$$

Somit erhält man  $P_{Shunt}(U)$ -Kurven und  $R_{P,Shunt}$ -Werte aus drei Bestimmungsmethoden:

1. Aus der Differenz der Dunkelkennlinien  $R_{P,Shunt\_Diff}$
2. Aus dem ohmschen Widerstandswert gewonnen aus den Dunkelkennlinienfits  $R_{P,Shunt\_Fit}$
3. Aus der Thermografiemessung  $R_{P,Shunt\_Thermo}$

Methode 1 und 3 ergibt für jede Spannung einen Shuntwiderstand. Bei kleinen Spannungen sind die Signale sowohl in der Thermografie als auch bei der Dunkelkennlinienmessung zu klein und daher mit einem hohen Fehler behaftet. Bei großen Spannungen werden die Werte durch den Serienwiderstand der Solarzelle und der Kontaktierung beeinflusst (siehe Abschnitt 6.1.5). Daher wurden bei Methode 1 und 3 die  $R_{P,Shunt}$ -Werte für die Messungen zwischen 0.2 V und 0.5 V bestimmt und daraus das arithmetische Mittel gebildet.

Die drei  $P_{Shunt}(U)$ -Kurven und die jeweiligen Ergebnisse für  $P_{Shunt}$  werden im Folgenden für drei Positionen von Shunts verglichen (siehe auch Abbildung 6.16):

- A) Shunt zwischen zwei Fingern
- B) Shunt unter einem Finger
- C) Shunt am Rand der Solarzelle

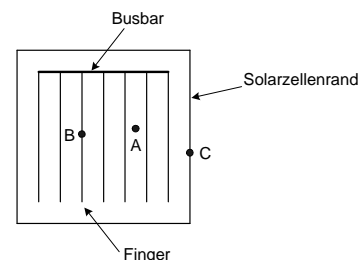


Abbildung 6.16: Positionen der untersuchten Shunts.

Diese drei Positionen wurden für die quantitative Überprüfung gewählt, da sie unterschiedliche Bedingungen für die Wärmeausbreitung aufweisen: In Position *B* liegt die Metallisierung mit einer höheren Wärmeleitfähigkeit als Silizium direkt über dem Shunt, und in Position *C* befindet sich der Shunt am thermisch isolierenden Rand der Solarzelle.

### 6.2.1 Shunt zwischen den Metallisierungsfingern

Der Shunt zwischen den Metallisierungsfingern wurde erzeugt, indem mit einem Laser von der Rückseite durch die Aluminium-Beschichtung (Rückseitenkontakt) gelasert wurde. Der Laser erzeugte ein Loch in der Solarzelle, das aufgeschmolzene Aluminium floss zur Vorderseite und kontaktierte den Emitter, so dass ein Shunt entstand.

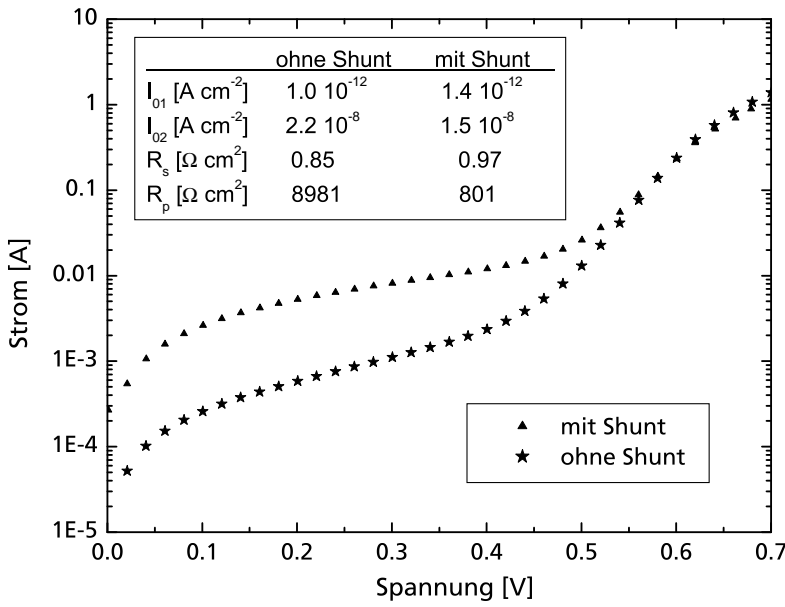
Eine wichtige Überprüfung der erstellten Shunts ist die Auswirkung auf die Rekombinationseigenschaften im Bulk der Solarzelle und in der Raumladungszone. Eine starke Schädigung würde im Dunkelkennlinienfit neben  $R_p$  auch eine Änderung in  $I_{01}$  und  $I_{02}$  hervorrufen. In Abbildung 6.17 sind die Dunkelkennlinien vor und nach Einbringen des Shunts sowie die Ergebnisse des Kennlinienfits zu sehen. Deutlich ist die Verringerung in  $R_p$ , die restlichen Größen ändern sich nur geringfügig, d.h. auch die Rekombinationseigenschaften wurden durch Einbringen des Shunts nicht wesentlich geändert.

Die Zelle hat eine Größe von  $F = 21.16 \text{ cm}^2$ . Aus den Dunkelkennlinienfits ergeben sich die Werte  $R_{P,\text{vor}} = 8981 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$  und  $R_{P,\text{nach}} = 801 \text{ } \Omega \text{ cm}^2$ .  $R_{P,\text{Shunt\_Fit}}$  ergibt sich damit nach Gleichung 6.55 zu  $41.56 \text{ } \Omega$ .

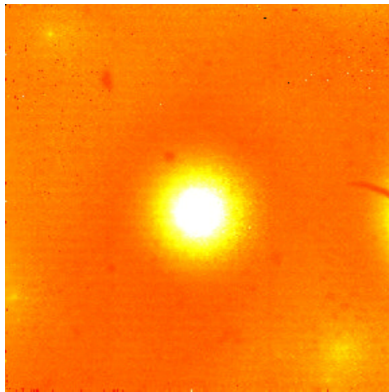
Das Thermografie-Bild einer Zelle bei einer angelegten Spannung von  $+0.7 \text{ Volt}$  (Durchlassrichtung) und einer Frequenz von  $5.128 \text{ Hz}$  zeigt 6.18. Die Wärmewelle breitet sich kreisförmig über die Oberfläche aus, wie es bei einer punktförmigen Wärmequelle zu erwarten ist. Der Vergleich der  $P_{Shunt}(U)$ -Kurven in 6.19 zeigt eine gute Übereinstimmung der drei Auswertemethoden für Spannungen kleiner  $0.5 \text{ V}$ . Bei größeren Spannungen ist der Einfluss des Serienwiderstands signifikant, wie in Abschnitt 6.1.5 beschrieben.

### 6.2.2 Shunt unter einem Metallisierungsfinger

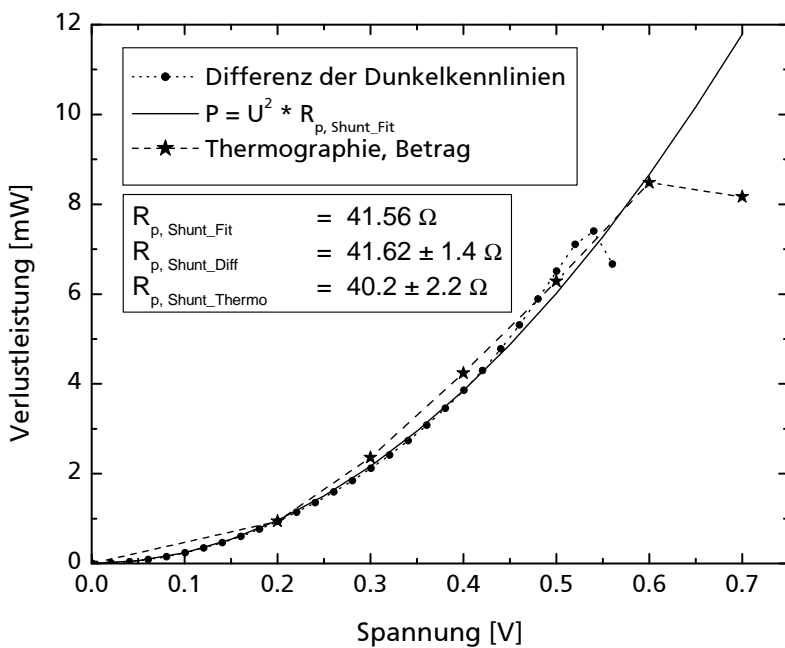
Liegt der Shunt unter einem Finger, so müsste man zusätzlich die thermischen Eigenschaften der Metalle, aus denen der Finger besteht, berücksichtigen. Die beiden häufigsten Gridtypen sind zum einen das Siebdruck-Grid, für das Silberpaste auf die Zelle gedruckt wird, und zum anderen das aufgedampfte Grid aus Titan, Palladium und Silber, bei dem die oberste Schicht



**Abbildung 6.17:** Dunkelkennlinien einer  $4.6 \times 4.6\ cm^2$  FZ-Solarzelle vor und nach Einbringung eines Shunts. In der Tabelle sind die Ergebnisse der Dunkelkennlinienfits angegeben. Die Rekombinationseigenschaften der Solarzelle ( $I_{01}$  und  $I_{02}$ ) haben sich nur geringfügig verändert.

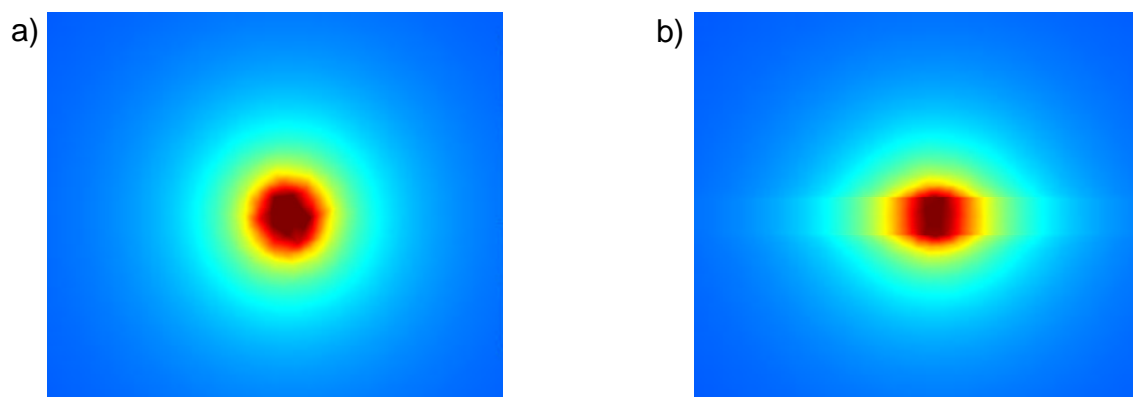


**Abbildung 6.18:** Thermografie-Aufnahme (Betrag-Bild) der Solarzelle mit einem künstlichen Shunt zwischen zwei Fingern. Das Bild zeigt einen Ausschnitt von  $3.45 \times 3.45\ cm^2$ . Die beiden dunkleren Bereiche im linken oberen Viertel stammen von Löchern in der Folie. Die anderen 4 helleren Bereiche sind Shunts, die von der Prozessierung der Floatzone-Zelle stammen, aber deutlich weniger Leistung dissipieren als der neu eingebrachte Shunt in der Mitte des Bildes. Die schwarzen und weißen über das Bild verteilten Punkte stammen von defekten Kamerapixeln.



**Abbildung 6.19:** Verlustleistung des eingebrachten Shunts zwischen den Fingern. Für  $R_{P, Shunt\_Fit}$  und  $R_{P, Shunt\_Thermo}$  wurden die Ergebnisse für die Messungen zwischen  $0.2\ V$  und  $0.5\ V$  arithmetisch gemittelt.

aus Silber zusätzlich noch durch Galvanisieren aufwächst. Die Finger dieser Grids haben eine Höhe von ca. 10 bis 15  $\mu\text{m}$  und eine Breite von ca. 30 bis 100  $\mu\text{m}$ . Die Wärmeausbreitung eines

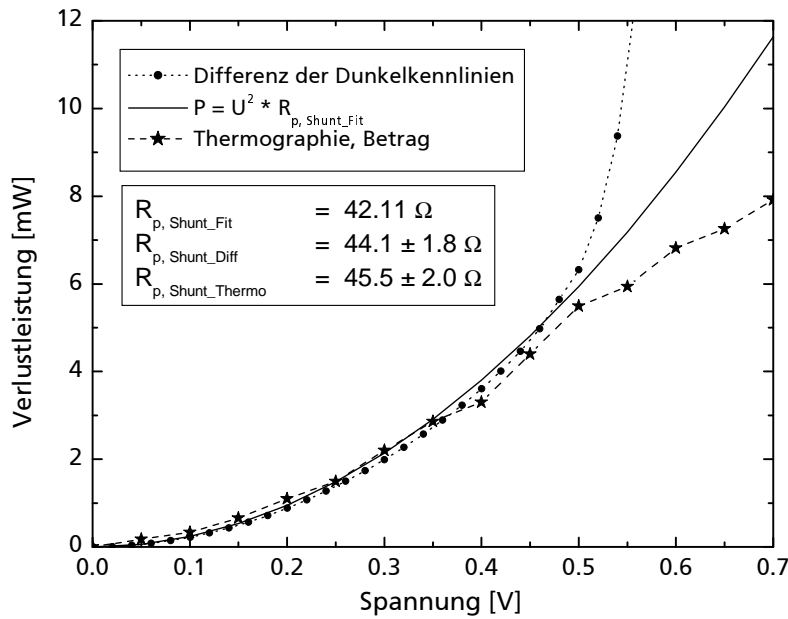


**Abbildung 6.20:** Simulierter Temperaturverlauf auf der Zelloberfläche a) nur Siliziumwafer, b) mit (horizontal verlaufendem) Metallisierungsfinger über dem Shunt. Die Temperatur an den Rändern (blau) entspricht  $25^\circ\text{C}$ , am Ort des Shunts ist die Temperatur ca.  $30\text{ mK}$  höher. Gezeigt ist jeweils ein Ausschnitt von  $1100 \times 800\ \mu\text{m}^2$ . Der Finger in Bild b) ist  $100\ \mu\text{m}$  breit.

Punktshunts an der Oberfläche eines Siliziumwafers mit und ohne Metallisierungsfinger wurde durch dreidimensionale Simulationen in der Simulationsumgebung *FemLab* [Fem00] untersucht. In Abbildung 6.20 ist in Bild a) das Ergebnis für einen homogenen Siliziumwafer zu sehen. Wie erwartet breitet sich die Wärme kreisförmig aus. Bild b) zeigt das Ergebnis, wenn über dem Punktshunt ein Metallisierungsfinger mit  $100\ \mu\text{m}$  Breite und  $20\ \mu\text{m}$  Höhe angenommen wird. Der Finger besteht aus Silber, das eine wesentlich höhere Wärmeleitfähigkeit als Silizium besitzt ( $\kappa_{Si} = 148 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$ ,  $\kappa_{Ag} = 428 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$ ). Der Wärmeübergang von Silizium in den Metallisierungsfinger wurde als ideal angenommen. Deutlich ist die elliptische Form der Wärmeausbreitung aufgrund der besseren Wärmeleitung im Finger zu sehen. Solch eine Veränderung der Ausbreitung würde zu einer fehlerhaften Auswertung der Thermografieaufnahmen eines Shunts unter dem Metallisierungsfinger führen. Bei allen Messungen konnte jedoch keine elliptische Form der Wärmeausbreitung aufgrund eines Metallisierungsfingers beobachtet werden. Eine Erklärung hierfür wäre ein hoher Wärmeleitwiderstand zwischen Siliziumwafer und Metallisierung. Bei siebgedruckten Kontakten wird der Wärmewiderstand zusätzlich durch Glasfritte zwischen Metall und Silizium erhöht (siehe Abbildung 5.10).

Die Auswertung wurde daher ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten durchgeführt, es wurden nur die Bereiche außerhalb des Metallisierungsfingers ausgewertet. Auch dieser Shunt wurde –wie im vorherigen Abschnitt– beschrieben mit dem Laser durch die Rückseite der Solarzelle eingebracht. Die Dunkelkennlinienfits ergaben  $R_{P,\text{vor}} = 3992\ \Omega\ \text{cm}^2$  und  $R_{P,\text{nach}} = 833\ \Omega\ \text{cm}^2$  bei einer Zellfläche von  $F = 25\ \text{cm}^2$ .  $R_{P,\text{Shunt}}$  ist damit  $42.11\ \Omega$ .

Aufgrund des Serienwiderstands der Zelle ( $1.1\ \Omega\ \text{cm}^2$ ) können nur Ergebnisse bis  $0.5\ \text{V}$  ausgewertet werden. Die Thermografiemessung zeigt wie auch in Abbildung 6.19 zu kleine Verlustleistungen bei hohen Spannungen, da auch Leistung am Serienwiderstand abfällt. Die Differenz der Dunkelkennlinien zeigt hingegen zu hohe Verlustleistungen für hohe Spannungen. Dies liegt an *unterschiedlichen* Serienwiderständen bei der Messung der beiden Dunkelkennlinien. Bei der ersten Messung (ohne eingebrachten Shunt) wurde die Solarzelle schlecht kontaktiert, so dass bei hohen Spannungen Leistung am Kontaktierungs-serienwiderstand abfiel. Dies war bei der zweiten Messung (mit Shunt) nicht mehr der Fall, so dass die Differenz bei hohen Spannungen zu große



**Abbildung 6.21:** Verlustleistung des eingebrachten Shunts unter einem Metallisierungsfinger. Für  $R_{P, \text{Shunt\_Fit}}$  und  $R_{P, \text{Shunt\_Thermo}}$  wurden die Ergebnisse für die Messungen zwischen 0.2 V und 0.5 V arithmetisch gemittelt.

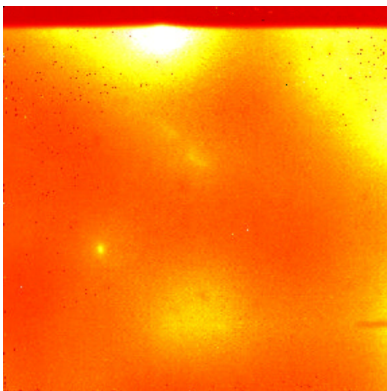
Werte ergibt.

Im Auswertebereich 0.2 V bis 0.5 V zeigen die drei Methoden eine gute Übereinstimmung.

### 6.2.3 Shunt am Rand der Solarzelle

Liegt der Shunt am Rand der Solarzelle, so kann sich die Wärme nur in eine Halbebene ausbreiten. Das bedeutet, dass bei ideal isolierendem Rand die Temperaturerhöhung in der Zelle an jedem Punkt doppelt so hoch ist. Dieser Fall lässt sich modellieren, indem man wie in Abschnitt 6.1.3 beschrieben, eine Spiegelquelle einführt. Dies bedeutet, dass die aus dem Thermografie-Fit ermittelte Leistung später noch durch 2 zu dividieren ist. Analog zum Randshunt ist bei einem Shunt in der Ecke der Solarzelle ein Faktor  $\frac{1}{4}$  zu berücksichtigen.

Das Lasern am Rand der Solarzelle führte zu großen zusätzlichen Schädigungen der Solarzelle, da sich die Laserleistung nur schwer auf die Kante des Siliziumwafers fokussieren ließ. Daher wurde der Randshunt mit Hilfe von Zweikomponenten-Silberleitlack erzeugt, der am Rand aufgebracht und dann im Ofen bei ca. 70° Celsius gehärtet wurde. Die Solarzelle besaß bereits vor

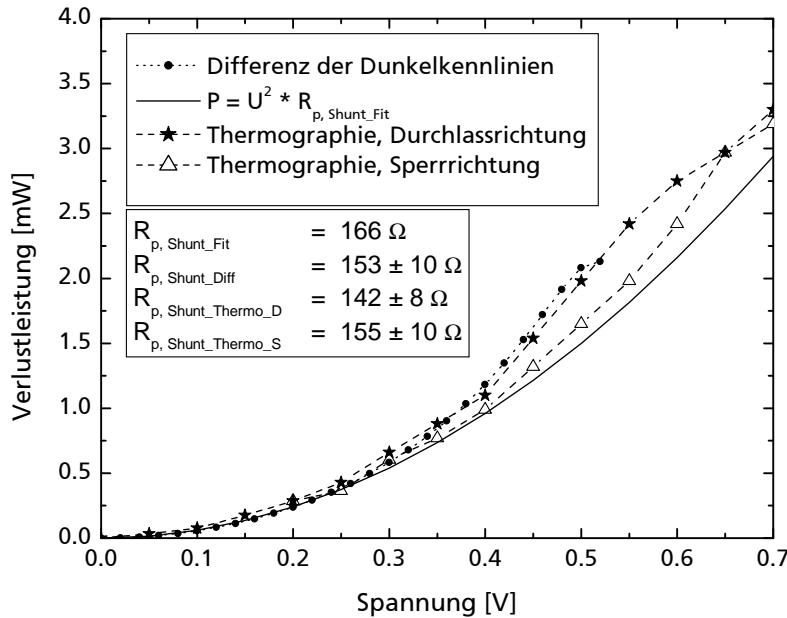


**Abbildung 6.22:** Thermografie-Aufnahme (Betrag-Bild) einer multikristallinen Solarzelle mit einem künstlichen Shunt am oberen Rand. Das Bild wurde bei einer Spannung von +0.7 Volt (Durchlassrichtung) und einer Frequenz von 2.959 Hz aufgenommen. Das Bild zeigt einen Ausschnitt von 3.45 cm x 3.45 cm. Auch hier sind zusätzliche durch die Prozessierung bedingte Shunts zu erkennen. Die Solarzelle besaß vor Einbringen des Randshunts bereits einen  $R_{P, \text{vor}} = 2203 \Omega \text{ cm}^2$ .

dem Einbringen des Randshunts einen  $R_{P, \text{vor}}$  von  $2203 \Omega \text{ cm}^2$ . Dennoch ist der eingebrachte

Randshunt mit  $R_{P,Shunt} = 42.11 \Omega$  ( $R_{P,nach} = 833 \Omega \text{ cm}^2$ ,  $F = 25 \text{ cm}^2$ ) groß gegenüber den anderen Shunts, sein Signal deutlich im Thermografiebild (Abbildung 6.22) identifizierbar.

Im Thermografiebild ist nicht ersichtlich, dass Wärme über den Rand der Solarzelle abgeleitet wird. Die Neumannschen Randbedingung der Modellierung sind erfüllt. In Abbildung 6.23 wurde



**Abbildung 6.23:** Verlustleistung des eingebrachten Shunts am Rand der Solarzelle. Auswertebereich ist auch hier  $0.2 \text{ V}$  bis  $0.5 \text{ V}$ . Der mit Silberleitlack eingebrachte Shunt zeigte bei hohen Spannungen unterschiedliches Verhalten in Durchlassrichtung ( $R_{P,Shunt\_Thermo\_D}$ ) und Sperrrichtung ( $R_{P,Shunt\_Thermo\_S}$ ).

zusätzlich die mit Thermografie in Sperrrichtung gemessene  $P(U)$ -Kurve aufgetragen. Thermografie in Durchlassrichtung und Differenz der Dunkelkennlinien zeigen ab  $0.4 \text{ V}$  einen stärkeren Anstieg der Verlustleistung als der quadratische Verlauf  $P = U^2 R_{p, Shunt\_Fit}$ . Dies könnte durch eine zusätzliche Schädigung des Siliziumwafers am Rand im Bereich der Raumladungszone durch den Silberleitlack verursacht werden. Die ausgewerteten Widerstandswerte für den Randshunt stimmen bei 10% Fehlertoleranz miteinander überein. Es ist anzunehmen, dass reale Randshunts durch Diffusion der Phosphordotierung über den Rand des Siliziumwafers keine Schädigung des pn-Übergangs hervorrufen und daher mit der vorgestellten Methode genauer bestimmt werden können.

### 6.3 Shuntanalyse einer industriellen Solarzelle

Die Ergebnisse der vorherigen Abschnitte zeigen, dass eine quantitative Auswertung von Shunts unabhängig von ihrer Position auf der Solarzelle möglich ist. In diesem Kapitel werden als Anwendungsbeispiel die Shunts einer industriellen Solarzelle auf *mc*-Silizium quantitativ ausgewertet und der Einfluss auf Füllfaktor und Wirkungsgrad analysiert.

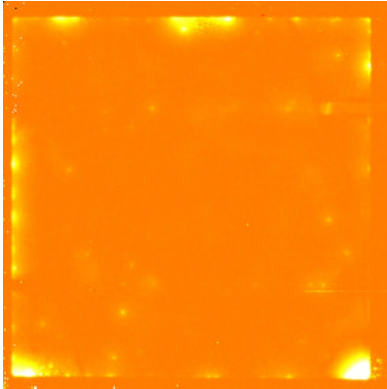
Die Solarzelle wurde am Fraunhofer ISE mit industriellen Herstellungsprozessen gefertigt ([HBP<sup>+</sup>00]): Emitterdiffusion aus der Gasphase im Durchlaufofen, Siliziumnitrid als Antireflexschicht auf der Vorderseite und ganzflächiger *Al*-Rückseitenkontakt. Die Kantenisolation wurde dadurch gewährleistet, dass der Rückseitenkontakt nur bis auf  $3 \text{ mm}$  an den Rand der Solarzelle heranreicht. Außerhalb der Metallisierung wurde mit einer Chipsäge ein Graben gesägt, um eine evtl. Emitterdiffusion an der Rückseite zu durchtrennen und damit einen direkten Shunt zwischen Emitter und Rückseitenkontakt zu verhindern. Mit dem Unterschied, dass der Gra-

ben in industriellen Prozessen mit dem Laser erzeugt wird, ist auch dies Industrie-Standard für *mc*-Solarzellen.

Die Solarzelle besitzt auf dem nichtmetallisierten Teil der Rückseite vier Justiersymbole (ebenfalls aus Aluminium), die als Justierungsmarkierungen für das Grabensägen benutzt wurden. Diese Markierungen treten bei industriellen Prozessen nicht auf, dort kann aber Aluminium in Tropfenform über den Lasergraben auf den nichtmetallisierten Rand fließen. Die Justiersymbole können somit als vier fehlerhafte *Al*-Kontakierungen bei einem Standard-Industrieprozess angesehen werden.

### 6.3.1 Thermografiemessung

Die Analyse soll den Einfluss der Shunts auf die Solarzellenparameter unter Standardbedingungen, d.h. Beleuchtung mit Spektrum *AM1.5g*,  $1000 \text{ W m}^{-2}$  Gesamtintensität zeigen. Der Einfluss der Shunts ist am Maximum Power Point am größten, daher wurden die Thermografiemessungen bei  $0.5 \text{ V}$ , d.h. im Bereich von  $V_{mpp}$  in Durchlassrichtung durchgeführt. In Abbildung 6.24



**Abbildung 6.24:** Thermografie-Aufnahme (Betrag-Bild) einer multikristallinen Solarzelle mit Shunts innerhalb der Zelle und Randshunts, die von Justiersymbolen und der Emitterdiffusion stammen. Die Zelle hat eine Größe von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Das Bild wurde bei einer Spannung von  $+0.5 \text{ Volt}$  und einer Frequenz von  $5.208 \text{ Hz}$  aufgenommen.

ist die Thermografieaufnahme dieser Solarzelle zu sehen. Die stärksten Shunts in der unteren linken und rechten Ecke stammen von den Justiersymbolen. Trotz der Kantenisolierung durch den Sägegraben sind Randshunts vor allem am linken Rand zu sehen. Man erkennt am linken Rand eine Linie mit hoher Wärmeausstrahlung, die jedoch in einzelne Punktshunts aufgelöst werden kann. Innerhalb der Zelle sind einige schwächere Shunts zu sehen. Es wurden insgesamt 39 Punktshunts in die Analyse einbezogen.

### 6.3.2 Auswertung und Fehlerabschätzung

Die Anpassung der modellierten Wärmeausbreitung an die gemessenen Kurven ist für eine Standarddicke der Solarzelle von  $250 \mu\text{m}$  implementiert worden. Da die Dicke linear in die resultierende Leistung eingeht, können abweichende Dicken durch einen Faktor  $D = \frac{\text{aktuelle Dicke}}{250 \mu\text{m}}$  korrigiert werden:

$$R_{P,i} = \frac{U^2}{P_i D}, \quad (6.57)$$

wobei  $P_i$  die ermittelte Leistung des  $i$ -ten Shunts ist. Die analysierte Solarzelle ist  $300 \mu\text{m}$  dick.

Die Auswertung der Thermografiemessung ergab für die durch die Justiersymbole erzeugten Shunts einen Wert von  $80 \Omega$ , für die Shunts am oberen Rand Werte zwischen  $345 \Omega$  und  $151 \Omega$ , am

linken Rand zwischen  $344 \Omega$  und  $185 \Omega$ . Die kleineren Randshunts wurden mit einem mittleren Wert von  $350 \Omega$  abgeschätzt, die Shunts innerhalb der Solarzelle mit  $700 \Omega$ .

Schaltet man alle diese 39 Shuntwiderstände  $R_{P,i}$  parallel, so ergibt sich der Parallelwiderstand der Zelle zu

$$R_{P,Zelle} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{39} \frac{1}{R_{P,i}}} = 7.15 \Omega. \quad (6.58)$$

Aus dem Dunkelkennlinienfit erhält man für die gesamte Zelle einen Parallelwiderstand von  $R_{P,Zelle} = 7.27 \Omega$ , der sehr gut mit der obigen Summe aus der Thermografieauswertung übereinstimmt.

Der Fehler in der Shuntbestimmung wurde durch Fehlerfortpflanzung abgeschätzt:

$$\Delta R_{P,i} = \left| \frac{\partial R_{P,i}}{\partial U} \Delta U \right| + \left| \frac{\partial R_{P,i}}{\partial D} \Delta D \right| + \left| \frac{\partial R_{P,i}}{\partial P_i} \Delta P_i \right|. \quad (6.59)$$

Mit einem Fehler bei der Dickenbestimmung von  $10 \mu m$ , von  $5 mV$  bei der an die Zelle angelegten Spannung und von 10% bei der Bestimmung von  $P_i$  ergibt sich ein maximaler relativer Fehler von 15% für  $R_{P,i}$ .

Eine Reduzierung des Fehlers wäre durch eine höhere Ortsauflösung möglich (Reduzierung von  $\Delta P_i$ ), dann müssten allerdings mehrere Thermografiebilder zur Abdeckung der gesamten Zellfläche aufgenommen werden. Das Signal-Rauschverhältnis bei der Thermografiemessung war bereits sehr klein. Es wurden über 10000 Perioden gemittelt, was einer Messdauer von ca. 30 Minuten entspricht. Hier kann auch eine kürzere Messzeit gewählt werden, ohne den relativen Fehler wesentlich zu erhöhen. Der Fehler bei der Dickenbestimmung beinhaltet die Dickenvariation des Wafers, die typischerweise  $> 5 \mu m$  ist.

### 6.3.3 Einfluss der Shunts auf die Kennlinienparameter

Die 39 untersuchten Shunts lassen sich in drei Klassen aufteilen: Shunts aufgrund der Justiersymbole, Shunts am Rand der Solarzelle und Shunts innerhalb der Solarzellenfläche. Im Folgenden werden die Einflüsse der einzelnen Gruppen auf den Füllfaktor und den Wirkungsgrad der gesamten Solarzelle berechnet. Dabei werden hypothetische Modelle untersucht, wobei sukzessive Shunts entfernt werden:

- alle Shunts:  $R_{P,Zelle} = 715 \Omega \text{ cm}^2$
- Verzicht auf ein Justiersymbol:  $R_{P,Zelle} = 785 \Omega \text{ cm}^2$
- Verzicht auf zwei Justiersymbole:  $R_{P,Zelle} = 871 \Omega \text{ cm}^2$
- Verzicht auf alle Justiersymbole:  $R_{P,Zelle} = 977 \Omega \text{ cm}^2$
- keine Justiersymbole und keine Randshunts:  $R_{P,Zelle} = 6363 \Omega \text{ cm}^2$
- keine Shunts:  $R_{P,Zelle} = \infty$

Für die Berechnungen wurde das Zweidiodenmodell verwendet, mit aus dem Dunkelkennlinienfit gewonnen Eingabeparametern bzw.  $J_{sc}$  aus der Hellkennlinienmessung. Zusätzlich zu der analysierten Solarzelle wurden die Berechnungen auch für eine am Fraunhofer ISE hergestellte

hocheffiziente Solarzelle auf  $FZ$ -Silizium<sup>3</sup> durchgeführt, zum Vergleich der Einflüsse auch auf einem höheren Wirkungsgradniveau.

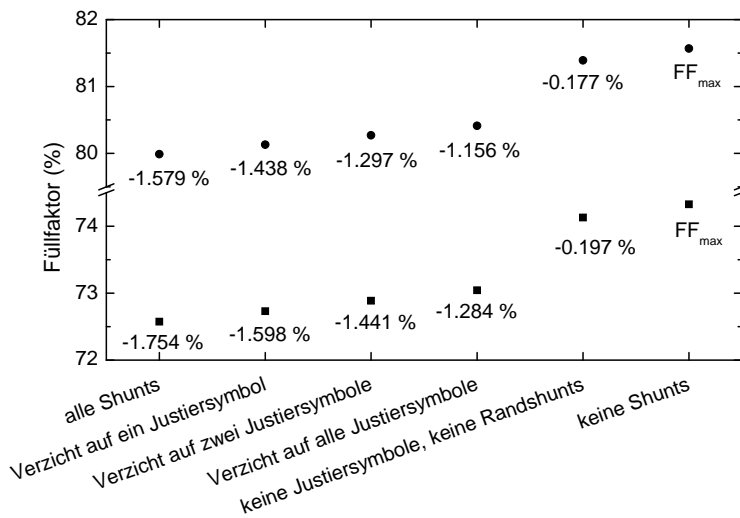
Die Parameter für das Zweiodenmodell sind für die  $mc$ -Solarzelle

$$I_{01} = 1.52 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}, I_{02} = 1.14 \cdot 10^{-7} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}, J_{\text{SC}} = 28.06 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2}, R_{\text{S}} = 0.73 \Omega \text{ cm}^2$$

und für die  $FZ$ -Solarzelle ( $\eta = 23.27\%$ )

$$I_{01} = 1.08 \cdot 10^{-13} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}, I_{02} = 6.77 \cdot 10^{-9} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}, J_{\text{SC}} = 41.98 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2} \text{ und } R_{\text{S}} = 0.27 \Omega \text{ cm}^2.$$

Die Idealitätsfaktoren  $n_1$  und  $n_2$  wurden 1 und 2 gesetzt.



**Abbildung 6.25:** Einfluss gleicher Shuntgruppen auf den Füllfaktor einer multikristallinen Industriezelle und einer hocheffizienten monokristallinen Zelle: Mit abnehmendem  $R_{\text{P,Zelle}}$  (siehe obenstehende Werte) nimmt der Füllfaktor bei der multikristallinen Zelle stärker ab als bei der hocheffizienten Zelle. Angegeben ist die Abnahme des Füllfaktors in Absolutprozent gegenüber  $\text{FF}_{\text{max}}$ .

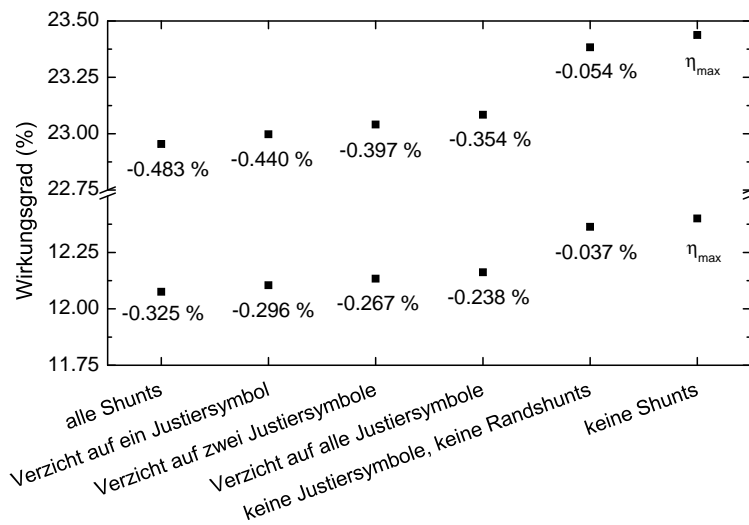
Die Ergebnisse der Berechnungen sind in den Abbildungen 6.25 und 6.26 dargestellt. Den größten Einfluss besitzen die Randshunts, verglichen mit den Justiersymbolen und den Shunts innerhalb der Zellfläche.

Auch ist zu erkennen, dass das Weglassen gleicher Shuntgruppen je nach Zelltyp unterschiedlich starke Einflüsse auf die Zellparameter hat. So wirken sich die Shunts auf den Füllfaktor einer multikristallinen Zelle stärker aus als auf den Wirkungsgrad einer hocheffizienten Zelle. Dies ist dadurch zu erklären, dass ein Shunt bei einer vorgegebenen Spannung einen konstanten generierten Strom abführt, unabhängig vom Wirkungsgrad der Solarzelle. Die hocheffiziente Solarzelle besitzt aber am Maximum Power Point einen höheren Strom ( $I_{\text{mpp}}$ ), so dass die relative Verringerung des  $I_{\text{mpp}}$  durch den Shunt bei der hocheffizienten Solarzelle kleiner ist und damit auch die Abnahme des Füllfaktors. Beim Wirkungsgrad ist die Änderung in Absolutprozent angegeben, die auf dem höheren Niveau der hocheffizienten Zelle daher höher ausfällt als bei der multikristallinen Zelle.

## 6.4 Zusammenfassung

Der überwiegende Teil der in Solarzellen auftretenden Shunts kann als punktförmige Region beschrieben werden, in der ein Verluststrom zwischen Basis und Emitter der Solarzelle fließt.

<sup>3</sup>Es wurde die Solarzelle *FB99-4d* gemessen, die an der Rückseite nur lokal geöffnete Punktkontakte mit lokaler Hochdotierung (local back surface field) besitzt.



**Abbildung 6.26:** Einfluss gleicher Shuntgruppen auf den Wirkungsgrad einer multikristallinen Industriezelle und einer hocheffizienten monokristallinen Zelle: Mit abnehmendem  $R_{P,Zelle}$  (siehe obenstehende Werte) nimmt der Wirkungsgrad bei der hocheffizienten Zelle stärker ab als bei der multikristallinen Zelle. Angegeben ist die Abnahme des Wirkungsgrades in Absolutprozent gegenüber  $\eta_{max}$ .

Diese lokalisierten Ströme stellen punktförmige Wärmequellen dar, deren dissipierte Leistung durch Thermografieaufnahmen ermittelt werden kann.

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der quantitativen Shunt-Thermografie vorgestellt, die Methode an künstlich eingebrachten Shunts evaluiert und eine Shuntanalyse an einer industriellen Solarzelle exemplarisch durchgeführt.

Im Grundlagenteil wurde eine allgemeine Lösung der Wärmeleitgleichung in zwei Dimensionen mit Neumannschen Randbedingungen hergeleitet und mit der aus der Literatur bekannten Lösung durch Besselfunktionen nullter Ordnung verglichen. Die allgemeine Lösung besitzt unendliche Summen über oszillierende Koeffizienten und muss daher numerisch approximiert werden. Die Approximation ist für eine zügige Auswertung der Thermografiemessung zu zeitaufwendig. Die Thermografieaufnahmen zeigen für einen Shunt am Rand der Solarzelle keinen Wärmefluss über den Rand, so dass die Neumannschen Bedingungen erfüllt sind und mit den durch Besselfunktionen beschriebenen Lösungen gearbeitet werden kann.

Mittels Laser bzw. Silberleitlack wurden Punktshunts zwischen den Metallisierungsfingern, unter einem Finger und am Rand der Solarzelle eingebracht. Ein Vergleich der Kennliniendaten vor und nach Einbringen des Shunts erlaubte die Berechnung der Shuntwiderstände, die mit den Ergebnissen der Thermografieaufnahmen verglichen wurden. In allen drei Fällen zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

Als Anwendungsbeispiel wurden die Shunts einer mit industriellen Prozessen hergestellten Solarzelle auf multikristallinem Silizium analysiert. Insgesamt 39 Shunts wurden quantifiziert und der Einfluss der unterschiedlichen Shuntgruppen auf Füllfaktor und Wirkungsgrad der Solarzelle berechnet. Der größte Wirkungsgradverlust ist durch die Shunts am Rand der Solarzelle bedingt.



# Kapitel 7

## Gesamtzusammenfassung

*In dieser Arbeit wurden Silizium Solarzellen experimentell und mittels numerischer Modellierung analysiert. Zusätzlich wurden die numerischen Methoden verwendet, um den Einfluss von lokalen parasitären Widerständen auf die globale Kennlinie der Solarzelle zu untersuchen. Des Weiteren wurde eine Methode zur quantitativen orts aufgelösten Messung von lokalen Parallelwiderständen vorgestellt.*

### Modellierung von Silizium Solarzellen

Für die optische Modellierung wurden in dieser Arbeit sowohl analytische Beschreibungen als auch numerische Modelle mittels Strahlverfolgung benutzt. Als Anwendungsbeispiel für die Modellierung der optischen Eigenschaften wurde die Generation unterhalb eines Metallisierungsfingers berechnet und ein Näherungsmodell zur Beschreibung dieser Generation vorgeschlagen.

Für die Simulation der elektrischen Eigenschaften wurde der kommerziell erhältliche Halbleitersimulator DESSIS benutzt. Ein wichtiger numerischer Parameter bei der Halbleitersimulation ist die Dichte der Diskretisierungspunkte im simulierten Symmetrieelement. Die Diskretisierungsdichten in unterschiedlichen Regionen des Symmetrieelementes wurden variiert und ihr Einfluss auf die resultierenden Hellkennlinienparameter der simulierten Solarzelle bestimmt.

In dieser Arbeit wurde ein Netzwerksimulator erstellt, der die Verschaltung einzelner Zellbereiche in einem Widerstandsnetzwerk und damit die Simulation der gesamten Kennlinie ermöglicht. Wesentliche Einschränkung des Netzwerkmodells ist, dass keine lateralen Ströme in der Basis zwischen zwei Simulationselementen möglich sind. Mit Hilfe von zweidimensionalen Halbleitersimulationen wurde gezeigt, dass die korrekte Modellierung von lokalen Parallelwiderständen auch mit dieser Einschränkung möglich ist.

### Hocheffiziente beidseitig kontaktierte Silizium Solarzellen

Die Verringerung des Bandabstands aufgrund der Basisdotierung (*band gap narrowing, BGN*) wurde mittels zweidimensionaler Halbleitersimulation untersucht. Die Simulationen ergaben, dass bereits für Basisdotierungen  $N_A > 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  die Offenklemspannung der Solarzelle signifikant durch das *BGN* beeinflusst wird. Durch den Vergleich von gemessenen und simulierten Offenklemspannungen konnten experimentelle Werte für das *BGN* im Bereich

$5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} < N_A < 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  gewonnen werden. Diese Werte bestätigen ein von A. Schenk aus quantenmechanischen Berechnungen hergeleitetes *BGN*-Modell und zeigen außerdem, dass mit dem bisher verwendeten empirischen Fit nach A. Cuevas die simulierten Offenklemspannungen in diesem Dotierbereich überschätzt wurden.

Die Rekombination an unpassivierten Rändern der Solarzelle wird für den Fall, dass der Emitter –und damit der *pn*-Übergang– auf den Rand auftrifft, experimentell und in Simulationen analysiert. Als Hauptverlustkanal bei niedrigen Beleuchtungsintensitäten konnte die Rekombination in der Raumladungszone am Rand der Solarzelle identifiziert werden. Durch den Vergleich von Simulation und Messung wurde gezeigt, dass bereits geringfügige Verbesserungen der Rekombinationsgeschwindigkeit am Rand im Bereich der Raumladungszone (von  $S = 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  auf  $S = 5 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ ) eine Verbesserung von 30 mV in der Offenklemspannung bei 1/1000 Sonne Beleuchtungsintensität bewirken.

Für Solarzellen, deren Rückseite mit der am Fraunhofer ISE entwickelten Methode *LFC* (*laser fired contacts*) kontaktiert sind, wurde ein Simulationsmodell entwickelt. Die Solarzellen mit *LFC*-Kontakten konnten sehr gut durch eine lokale Hochdotierung und eine lokal erniedrigte Lebensdauer über den Rückseitenkontakten modelliert werden. Beides ist durch den *LFC*-Prozess, bei dem Silizium und die Metallisierung aufgeschmolzen werden, erklärbar. Durch Vergleich von Simulation und Experiment konnte die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit für *LFC*-Rückseiten für Basisdotierungen im Bereich  $10^{15} \text{ cm}^{-3} < N_A < 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt werden.

## Rückseitenkontaktzellen

Zwei Konzepte für rückseitenkontaktierter Solarzellen wurden untersucht: Die *emitter wrap-through* (*EWT*) Solarzelle und die *rear contact cell* (*RCC*). Bei der *EWT* Solarzelle ist der Vorderseitenemitter über Emitter-Diffusionen durch Löcher im Wafer mit dem kontaktierten Emitter an der Rückseite verbunden, wohingegen der Vorderseitenemitter der *RCC* unkontaktiert ist. In diesem Kapitel wurden Simulationsmodelle für *EWT*- und *RCC*-Strukturen sowohl mit photolithografisch als auch mit durch Siebdruckverfahren erzeugten Kontaktstrukturen erstellt. Diese Modelle wurden für unterschiedliche Materialqualitäten (d.h. Diffusionslängen in der Basis) und unterschiedliche Zelldicken verglichen und die Hauptrekombinationskanäle in Abhängigkeit der Zelldicke evaluiert.

Die Leitfähigkeit der Verbindungslöcher ist entscheidend für den Füllfaktor der *EWT* Solarzelle. Daher wurde eine Analyse der Hellkennlinienparameter in Abhängigkeit des Emitter-schichtwiderstandes der Lochdiffusion durchgeführt. Es zeigt sich ein ausgeprägtes Minimum des Füllfaktors bei dem Schichtwiderstand, an dem der Serienwiderstand der Lochdiffusion die Kurzschlussstromdichte der gesamten Zelle zu limitieren beginnt.

Der Wirkungsgrad der *RCC* ist wesentlich von der Basisdiffusionslänge abhängig, da nur an der Rückseite Ladungsträger gesammelt werden. Daher stellt dieses Zellkonzept mit einem simulierten Wirkungsgrad von  $\eta = 13.4\%$  für eine mittels Siebdruck auf Silizium mit 200  $\mu\text{m}$  Diffusionslänge hergestellte *RCC* auch auf 150  $\mu\text{m}$  dicken Wafern keine sinnvolle Alternative zu *EWT* ( $\eta = 17.8\%$ ) und konventionellen Solarzellen ( $\eta = 17\%$ ) bei sonst identischen Parametern dar.

Für 50  $\mu\text{m}$  dicke Wafer ist für *RCC*- und *EWT*-Strukturen der Querleitungs-widerstand der

Basis limitierend für den Füllfaktor. Daher wurde für diese Dicke eine Optimierung der Basisdotierung und der Kontaktabstände (und damit des Querleitungswiderstandes) für die oben genannten Materialparameter durchgeführt. Für die *RCC* ergab sich ein maximaler Wirkungsgrad von 18.7% bei einer Basisdotierung von  $N_A = 5.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ; der maximale Wirkungsgrad der *EWT* Solarzelle beträgt 18.9% bei  $N_A = 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

### Analyse von Inhomogenitäten

Die in dieser Arbeit erstellten oder erweiterten Modellierungsmethoden wurden benutzt, um analytische Untersuchungen von Verlustmechanismen mit ohmschen Verhalten durchzuführen. Die Effekte von lokalen ohmschen Serienwiderständen in Solarzellen wurden analysiert. Eine Korrektur für die von A. Aberle vorgeschlagene Formel zur Berechnung des Hellkennlinienserienwiderstandes, d.h. des für eine Solarzelle unter Beleuchtung geltenden Wertes, wurde vorgestellt. Die Korrektur behebt einen grundsätzlichen Fehler der ursprünglichen Formel ( $\geq 5\%$  für typische Solarzellen). Darüber hinaus ist die Formel von Aberle sensitiv auf Füllfaktorlimitierungen durch einen  $J_{02}$ -Anteil der Kennlinien, z.B. durch Rekombination in der Raumladungszone, d.h. Effekte, die nicht zu den Serienwiderstandsverlusten gehören. Die korrigierte Formel zeigt dahingegen nur serienwiderstandsbedingte Füllfaktorverluste an.

Mittels Netzwerksimulation wurden Hell- und Dunkelkennlinien für unterschiedliche Serienwiderstandseinflüsse simuliert und mit verschiedenen Methoden ausgewertet. Ein Vergleich der Methoden ergab, dass die Bestimmung des Hell- und Dunkelserienwiderstandes mit der in dieser Arbeit modifizierten Formel von Aberle eine einfache, für alle untersuchten Einflüsse stabile Auswertemethode darstellt. Der resultierende Serienwiderstand ist in allen untersuchten Fällen ein gutes Maß, um den Einfluss von Serienwiderstandseffekten auf den Füllfaktor der Hellkennlinie abzuschätzen.

Des Weiteren wurde der Einfluss von lokalen Parallelwiderständen (ohmsche Shunts) in Abhängigkeit ihrer Position relativ zum Kontaktierungsgitter auf die globale Hellkennlinie analysiert. Je weiter der ohmsche Shunt vom Kontaktierungsgitter entfernt ist, um so stärker wird er vom Emitterschichtwiderstand abgeschirmt und um so geringer ist damit der resultierende Füllfaktorverlust. Diese Verluste wurden für typische Shunt-Positionen auf der Solarzelle mittels Netzwerksimulation quantifiziert.

Als Ergänzung zu den theoretischen Untersuchungen von lokalen ohmschen Shunts wurde eine Methode zur quantitativen orts aufgelösten Messung von ohmschen Shuntwiderständen vorgestellt. Mit einer LockIn-Thermografiekamera, die Messungen der relativen Temperaturänderung der Solarzellenoberfläche orts aufgelöst mit einer Genauigkeit von  $10 \mu K$  ermöglicht, wurde die Erwärmung der Oberfläche aufgrund der dissipierten Leistung der ohmschen Shunts vermessen. Die gemessene Temperaturverteilung kann durch ein analytisches Modell der Wärmeausbreitung einer oszillierenden Quelle beschrieben werden. Dies ermöglichte die Berechnung der dissipierten Leistung der einzelnen Shunts und damit auch deren Widerstandswert. Mittels Laser und Silberleitlack wurden gezielt ohmsche Shunts an verschiedenen Positionen in Solarzellen eingebracht. Ein Vergleich der gemessenen Füllfaktoren vor und nach dem Eingriff erlaubte die Ermittlung des neu erstellten Shunts. Mit diesen Proben wurde die Methode quantitativ verifiziert. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung der durch Kennlinienvergleich und durch Thermografiemessung bestimmten Werte.



# Kapitel 8

## Veröffentlichungen

- **J. Dicker, J. O. Schumacher, W. Warta and S.W. Glunz**  
*Analysis of one-sun mono-crystalline rear-contacted silicon solar cells with efficiencies of 22.1%*  
Journal of Applied Physics 91, 4335 (2002)
- **J. Dicker, J. Isenberg and W. Warta**  
*Effect of shunt distribution on the overall solar cell performance investigated by circuit simulation*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **J. Dicker, J. Sölter, J.O. Schumacher, W. Warta and S.W. Glunz**  
*Analysis of rear contacted solar cell structures for cost-effective processes and materials*  
28th IEEE PVSC, Anchorage, USA, September 2000
- **J. Dicker, J.O. Schumacher, J. Sölter, W. Zimmermann, S. Bau and W. Warta**  
*Numerical analysis of crystalline silicon thin film solar cells on perforated SiO<sub>2</sub> barrier layers*  
16th EU PVSEC, Glasgow, UK, 1-5 May 2000
- **J. Dicker**  
*Charakterisierung von hocheffizienten Rückseitenkontaktzellen*  
Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Universität Freiburg und Fraunhofer ISE, Juni 1998
- **J. Dicker, J.O. Schumacher, S.W. Glunz and W. Warta**  
*Characterization of high-efficiency silicon solar cells with rear side contacts*  
2nd WC PVEC, Vienna, Austria, 1998
- **J. Dicker and J.O. Schumacher**  
*Halbleitersimulation von Solarzellen*  
Design & Elektronik, Heft 3/98
- **J. Dicker, J.O. Schumacher, S.W. Glunz and W. Warta**  
*Charakterisierung von hocheffizienten rückseitenkontaktierten Si-Solarzellen*  
Vortrag DPG Frühjahrstagung, Regensburg, 23. - 27.3.1998

- **S. W. Glunz, A. Grohe, M. Hermle, E. Schneiderlöchner, J. Dicker, R. Preu, H. Mäckel, D. Macdonald and A. Cuevas**  
*Analysis of laser-fired local back surface fields using  $n^+np^+$  cell structures*  
3rd WC PVEC, May 11-18, Osaka, Japan, 2003
- **M. Hermle, J. Dicker, W. Warta, S. W. Glunz and G. Willeke**  
*Analysis of edge recombination for high-efficiency solar cells at low illumination densities*  
3rd WC PVEC, May 11-18, Osaka, Japan, 2003
- **D. Kray, J. Dicker, D. Osswald, A. Leimenstoll, S. W. Glunz, W. Zimmermann, K.-H. Tentscher and G. Strobl**  
*Progress in high-efficiency emitter-wrap-through cells on medium quality substrates*  
3rd WC PVEC, May 11-18, Osaka, Japan, 2003
- **J. Y. Lee, J. Dicker, S. Rein and S. W. Glunz**  
*Investigation of various surface passivation layers using oxide/nitride stacks of silicon solar cells*  
3rd WC PVEC, May 11-18, Osaka, Japan, 2003
- **J. Isenberg, J. Dicker and W. Warta**  
*Averaging of laterally inhomogeneous lifetimes for 1D modeling of solar cells*  
submitted to Journal of Applied Physics, May 2003
- **C. Ballif, J. Dicker, D. Borchert and T. Hofmann**  
*Photovoltaic glass with industrial porous  $\text{SiO}_2$  antireflection coating: Measurements of module properties improvement and modelling of yearly energy yield gain*  
Solar Energy Materials & Solar Cells, 2002
- **S.W. Glunz, J. Dicker, M. Esterle, M. Hermle, J. Isenberg, F.J. Kammerewerd, J. Knobloch, D. Kray et al.**  
*High-efficiency silicon solar cells for low illumination applications*  
29th IEEE PVSC, 17.-25. May 2002, New Orleans
- **J. Isenberg, S. Riepe, J. Dicker, S. Peters and W. Warta**  
*Correlation of spatially resolved lifetime measurements with overall solar cell parameters*  
29th IEEE PVSC, 17.-25. May 2002, New Orleans
- **S.W. Glunz, J. Dicker and P. P. Altermatt**  
*Band gap narrowing in p-type base regions of solar cells*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **S. Reber, J. Dicker, D. M. Huljic and S. Bau**  
*Epitaxy of emitters for crystalline silicon solar cells*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **J. Isenberg, J. Dicker and W. Warta**  
*Analysis of the effect of diffusion length distributions on global solar cell parameters by simplified 2d modelling*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001

- **S.W. Glunz, J. Dicker, D. Kray, J.Y. Lee, R. Preu, S. Rein, E. Schneiderlöchner, J. Sölter, W. Warta and G. Willeke**  
*High-efficiency cell structures for medium-quality silicon*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **D. Kray, J. Dicker, S. Rein, F.-J. Kamerewerd, D. Oßwald, E. Schäffer, S. W. Glunz and G. Willeke**  
*High-efficiency emitter-wrap-through cells*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **D. Kray, J. Dicker, A. Leimenstoll, S. W. Glunz and G. Willeke**  
*20% efficient flexible silicon solar cells*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **J. Y. Lee, S. Peters, J. Dicker, S. Rein and S. W. Glunz**  
*Advanced rtp-process for boron-doped and oxygen contaminated cz silicon*  
17th EU PVSEC, Munich, 2001
- **T. M. Bruton, S. Roberts, K. C. Heasman, W. Warta, S. W. Glunz, J. Dicker and J. Knobloch**  
*Prospects for high efficiency silicon solar cells in thin Czochralsky wafers using industrial processes*  
28th IEEE PVSC, Anchorage, USA, September 2000
- **W. Warta, S.W. Glunz, J. Dicker and J. Knobloch**  
*Highly efficient 115  $\mu\text{m}$  thick solar cells on industrial Czochralski silicon*  
Progress in Photovoltaics, Special Issue, 2000
- **E. van Kerschaver, C. Zechner and J. Dicker**  
*Double sided minority carrier collection in silicon solar Cells*  
IEEE Transactions of Electron Devices, Vol 47, No. 4, April 2000
- **S. Bau, W. Zimmermann, J. Dicker and J.O. Schumacher**  
*Großflächig rekristallisierte Si-Schichten für kristalline Dünnschichtsolarzellen*  
Frühjahrstagung der DPG, 20.-24.3.2000, Dresden, 2000
- **J. Sölter, J. Dicker, J.O. Schumacher, S.W. Glunz and W. Warta**  
*Charakterisierung von industrierelevanten rückseitenkontaktierten Silizium-Solarzellen*  
Frühjahrstagung der DPG, 20.-24.3.2000, Dresden, 2000
- **J.O. Schumacher, J. Dicker, S. Glunz, C. Hebling, J. Knobloch, W. Warta and W. Wettling**  
*Characterization of silicon solar cells with interdigitated contacts*  
26th IEEE PVSC, Anaheim, USA, 1997



# Literaturverzeichnis

- [AG01] ISE Integrated Systems Engineering AG. Dessis manual 7.0. 2001.
- [AHC<sup>+</sup>00] P. P. Altermatt, G. Heiser, A. Cuevas, S. W. Glunz, J. O. Schumacher, R. R. King, and A. Schenk. The extraction of the surface recombination velocity of p:si emitters using advanced silicon models. pages 102–105, Glasgow, UK, 2000.
- [AHG94] A. G. Aberle, G. Heiser, and M. A. Green. Two-dimensional numerical optimization study of the rear contact geometry of high-efficiency silicon solar cells. *J. Appl. Phys.*, 75(10, pt.1):5391–5405, 1994.
- [Alt94] Pietro P. Altermatt. *Two-dimensional numerical modeling of high-efficiency silicon solar cells*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1994.
- [Alt97] P.P. Altermatt. *The characterisation and optimisation of high-efficiency silicon solar cells by means of numerical simulations*. Phd-thesis, Universität Konstanz, 1997.
- [ARW<sup>+</sup>93] A. G. Aberle, S. J. Robinson, A. Wang, J. Zhao, S. R. Wenham, and M. A. Green. High-efficiency silicon solar cells: fill factor limitations and non-ideal diode behaviour due to voltage-dependent rear surface recombination velocity. *Progr. Photovolt.*, 1(2):133–143, 1993.
- [ASHG99] P. P. Altermatt, A. Schenk, G. Heiser, and M. A. Green. The influence of a new band gap narrowing model on measurements of the intrinsic carrier density in crystalline silicon. pages 719–720, Sapporo, Japan, 1999.
- [AWG93] A. G. Aberle, S. R. Wenham, and M. A. Green. A new method for accurate measurements of the lumped series resistance of solar cells. In *Proc. 23rd IEEE PVSC*, Conference Record of the Twenty Third IEEE Photovoltaic Specialists Conference — 1993 (Cat. No.93CH3283-9), pages 1490, 1133–1499, Louisville, Kentucky, USA, 1993. IEEE; New York, NY, USA.
- [Bas93] P. A. Basore. Extended spectral analysis of internal quantum efficiency. In *Proc. 23rd IEEE PVSC*, Conference Record of the Twenty Third IEEE Photovoltaic Specialists Conference — 1993 (Cat. No.93CH3283-9), pages 147–152, Louisville, Kentucky, USA, 1993. IEEE; New York, NY, USA.
- [BC73] J. Beck and R. Conradt. *Solid State Commun.*, 13:93, 1973.

- [BC97] P. A. Basore and D. A. Clugston. Pc1d version 5: 32-bit solar cell modelling on personal computers. pages 207–210, Anaheim, California, USA, 1997.
- [BLRZ01] O. Breitenstein, M. Langenkamp, J.P. Rakotoniaina, and J. Zettner. The imaging of shunts in solar cells by infrared lock-in thermography. Munich, 2001.
- [BLed] O. Breitenstein and M. Langenkamp. *Lock-in Thermography — Basics and Application to the Functional Diagnostics of Electronic Components*. Springer Verlag, Berlin/Heidelberg, to be published.
- [Bre94] R. Brendel. Sunrays: A versatile ray tracing program for the photovoltaic community. In *Proc. 14th EC PVSEC*, pages 1339–1342, Amsterdam, The Netherlands, 1994.
- [Bud91] Timothy Budd. *An introduction to object-oriented programming*. Addison-Wesley Publishing Company, 1991.
- [Bue90] J. F. Buegler. *Discretisation and grid adaption in semiconductor device modeling*. Phd, ETH-Zürich, 1990.
- [CBM01] K. R. Catchpole, A. W. Blakers, and M. J. McCann. Perimeter losses where the emitter reaches the edge of the cell. page in press, Munich, 2001.
- [CGMB<sup>+</sup>94] A. Cuevas, G. Giroult-Matlakowski, P. A. Basore, C. DuBois, and R. R. King. Extraction of the surface recombination velocity of passivated phosphorus-doped silicon emitters. In *Proc. 1st WCPEC*, volume 2 of *1994 IEEE First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. Conference Record of the Twenty Fourth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1994 (Cat.No.94CH3365-4)*, pages 2402, 1446–2409, Hawaii, USA, 1994. IEEE; New York, NY, USA.
- [CJ59] H. S. Carslaw and J.C. Jaeger. *Conduction of Heat in Solids*. Clarendon Press, Oxford, second edition edition, 1959.
- [CRA85] A. Cuevas, J. M. Ruiz, and G. L. Araujo. Dark and illumination distributed series resistance of solar cells. pages p.xxxv+1104 p.1138–1142,, Dordrecht, Netherlands, 1985. Reidel.
- [CSLP97] A. Cuevas, M. Stuckings, J. Lau, and M. Petravic. The recombination velocity of boron diffused silicon surfaces. In *Proc. 14th EC PVSEC*, pages 2416–2419, Barcelona, Spain, 1997.
- [CSS96] A. Cuevas, R. A. Sinton, and M. Stuckings. Determination of recombination parameters in semiconductors from photoconductance measurements. 1996 Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices. Proceedings (Cat. No.96TH8197), pages xiii+501, 516–519, Canberra, ACT, Australia, 1996. IEEE; New York, NY, USA.
- [CWSR89] T. Ciszek, T. Wang, T. Schuyler, and A. Rohatgi. *J. Electrochem. Soc.*, 136:230, 1989.

- [dASS85] J. del Alamo, S. Swirhun, and R.M. Swanson. Simultaneous measuring of hole lifetime, hole mobility and bandgap narrowing in heavily doped n-type silicon. *IEDM Tech. Digest, December*, pages 290–293, 1985.
- [Dic98] Jochen Dicker. *Charakterisierung von hocheffizienten Rückseitenkontaktzellen*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1998.
- [DIW01] J. Dicker, J. Isenberg, and W. Warta. Effect of shunt distribution on the overall solar cell performance investigated by circuit simulation. Munich, 2001.
- [DS77] J. Dziewior and W. Schmid. Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 31(5):346–348, 1977.
- [DSGW98] J. Dicker, J. O. Schumacher, S. W. Glunz, and W. Warta. Characterization of high-efficiency silicon solar cells with rear side contacts. In *Proc. 2nd WCPEC*, pages 95–99, Vienna, Austria, 1998.
- [DSS<sup>+</sup>00a] J. Dicker, J. O. Schumacher, J. Sölter, W. Zimmermann, S. Bau, and W. Warta. Numerical analysis of crystalline silicon thin film solar cells on perforated sio<sub>2</sub> barrier layers. In *Proc. 16th EC PVSEC*, Glasgow, UK, 2000.
- [DSS<sup>+</sup>00b] J. Dicker, J. Sölter, J. O. Schumacher, S. W. Glunz, and W. Warta. Analysis of rear contacted solar cell structures for cost-effective processes and materials. In *Proc. 28th IEEE PVSC*, pages 387–390, Anchorage, USA, 2000.
- [DSWG02] J. Dicker, J. O. Schumacher, W. Warta, and S.W. Glunz. Analysis of one-sun monocrystalline rear-contacted silicon solar cells with efficiencies of 22.1%. *J. Appl. Phys.*, 91:4335, 2002.
- [Est02] Manuel Esterle. *Untersuchung des Einflusses von örtlichen Inhomogenitäten auf die Gesamteffizienz von Silizium-Solarzellen durch orts aufgelöste elektrische Charakterisierung*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, diese Diplomarbeit wurde von J. Dicker betreut, 2002.
- [FB83] A. L. Fahrenbruch and R. H. Bube. *Fundamentals of solar cells*. Academic Press, New York, 1983.
- [Fem00] COMSOL AB Femlab. Femlab version 2.0. 2000.
- [FFB00] B. Fischer, P. Fath, and E. Bucher. Evaluation of solar cell j(v)-measurements with a distributed series resistance model. Glasgow, UK, 2000.
- [FvDFH90] J. Foley, A. van Dam, S. Feiner, and J. Hughes. *Computer graphics: Principles and Practice*. 1990.
- [Ga03] Hartmut Graßl and al. *Welt im Wandel — Energiewende zur Nachhaltigkeit*. Arbeitsexemplar Bundesregierung, 10.4.2003. Geschäftsstelle WBGU, 10785 Berlin, Berlin, 2003.
- [GBZ<sup>+</sup>90] M. A. Green, A. W. Blakers, J. Zhao, A. M. Milne, A. Wang, and X. Dai. Characterization of 23-percent efficient silicon solar cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, 37(2):331–336, 1990.

- [GDA01] S. W. Glunz, J. Dicker, and P. P. Altermatt. Band gap narrowing in p-type base regions of solar cells. pages 1391–1395, Munich, Germany, 2001.
- [GDE<sup>+</sup>02] S.W. Glunz, J. Dicker, M. Esterle, M. Hermle, J. Isenberg, F.J. Kamerewerd, J. Knobloch, D. Kray, A. Leimenstoll, F. Lutz, D. Oßwald, R. Preu, S. Rein, E. Schäffer, C. Schetter, H. Schmidhuber, H. Schmidt, M. Steuder, C. Vorgrimler, and G. Willeke. High-efficiency silicon solar cells for low-illumination applications. New Orleans, May 20-24, 2002.
- [GDK<sup>+</sup>01] S. W. Glunz, J. Dicker, D. Kray, J. Y. Lee, R. Preu, S. Rein, E. Schneiderlöchner, J. Sölter, W. Warta, and G. Willeke. High-efficiency cell structures for medium-quality silicon. pages 1287–1292, Munich, Germany, 2001.
- [GEK<sup>+</sup>03] M.A. Green, K. Emery, D.L. King, Sanekazu Igari, and Wilhelm Warta. Solar cell efficiency tables. *Progr. Photovolt.*, 11:39–46, 2003.
- [GGEP03] S.W. Glunz, A. Grohe, Schneiderlöchner E., and R. Preu. Analysis of laser-fired local back surface fields using n+np+ cell structures, to be published. Osaka, 2003.
- [GKHW97] S. W. Glunz, J. Knobloch, C. Hebling, and W. Wettling. The range of high-efficiency silicon solar cells fabricated at fraunhofer ise. In *Proc. 26th IEEE PVSC*, Conference Record of the Twenty Sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference — 1997 (Cat. No.97CB36026), pages 231–234, Anaheim, California, USA, 1997. IEEE; New York, NY, USA.
- [Glu95] S.W. Glunz. *Ladungsträgerrekombination in Silicium und Siliciumsolarzellen*. Dissertation, Universität Freiburg, 1995.
- [Gre86] M.A. Green. *Solar cells: operating principles, technology and system applications*. UNSW, Kensington, 1986.
- [Gre95] M. A. Green. *Silicon solar cells: Advanced principles and practice*. Bridge printery, Sydney, NSW, 1995.
- [GRK<sup>+</sup>99] S. W. Glunz, S. Rein, J. Knobloch, W. Wettling, and T. Abe. Comparison of boron and gallium doped p-type czochralski silicon for photovoltaic application. *Progr. Photovolt.*, 7(6):463–469, 1999.
- [GRLW01] S. W. Glunz, S. Rein, J. Y. Lee, and W. Warta. Minority carrier lifetime degradation in boron-doped czochralski silicon. *J. Appl. Phys.*, 90(5):2397–2404, 2001.
- [Gro03] Andreas Grohe. *Optimierung und Charakterisierung von Lasergefeuerten Kontakten auf Solarzellenrückseiten*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, 2003.
- [GVK94] A. Goetzberger, B. Voß, and J. Knobloch. *Sonnenenergie: Photovoltaik*. Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart, 1994.
- [HAL95] G. Heiser, P.P. Altermatt, and J. Litsios. *Combining 2D and 3D device simulation with circuit simulation for optimising high-efficiency silicon solar cells*, volume 6 of *Simulation of Semiconductor Devices and Processes*. Springer, Vienna/New York, 1995.

- [HBP<sup>+</sup>00] Dominik M. Huljic, Daniel Biro, Ralf Preu, Graff CastilloCecillia, and Ralf Lüdemann. Rapid thermal firing of screen printed contacts for largearea crystalline silicon solar cells. pages 379–382, Anchorage, Alaska, USA, 2000.
- [HDW<sup>+</sup>03] M. Hermle, J. Dicker, W. Warta, S.W. Glunz, and G. Willeke. Analysis of edge recombination for high-efficiency solar cells at low illumination densities. Osaka, May 11-18, 2003.
- [Hei91] G. Heiser. *Design and implementation of a three-dimensional general purpose semiconductor device simulator*. Phd, ETH-Zürich, 1991.
- [Her03] Martin Hermle. *Effekte lateraler inhomogener Verlustprozesse und Stromverteilungen auf die elektrischen Parameter von Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, diese Diplomarbeit wurde von J. Dicker betreut, 2003.
- [HH94] R. Häcker and A. Hangleiter. Intrinsic upper limits of the carrier lifetime in silicon. *J. Appl. Phys.*, 75(11):7570–7572, 1994.
- [HS80] R. N. Hall and T. J. Soltys. Polka dot solar cell. pages 550–553, San Diego, California, USA, 1980.
- [HTP<sup>+</sup>02] Dominik M. Huljic, Sven Thormann, Ralf Preu, Ralf Lüdemann, and Gerhard Willeke. Pad printed front contacts for c-si solar cells - a technological and economical evaluation. pages 126–129, New Orleans, Louisiana, USA, 2002.
- [Hul03] D. Huljic. *Thick-film contacts for crystalline silicon solar cells: Development of alternative processes and analysis of contact formation*. Doktorarbeit, Fraunhofer ISE und Universität Konstanz, 2003.
- [HVdAF<sup>+</sup>98] P. Hanselaer, A. Van den Abeele, S. Forment, L. Frisson, and J. Poortmans. Optical characterisation of silicon wafers with and without a back surface reflector. pages 1302–1305, Vienna, Austria, 1998.
- [IDW03] J. Isenberg, J. Dicker, and W. Warta. Averaging of laterally inhomogeneous lifetimes for 1d modeling of solar cells. *submitted to Journal of Applied Physics*, 2003.
- [KAV89] J. Knobloch, A. Aberle, and B. Voß. Cost effective processes for silicon solar cells with high performance. In *Proc. 9th EC PVSEC*, pages 777–780, Freiburg, Germany, 1989.
- [KES<sup>+</sup>98] E. Van Kerschaver, R. Einhaus, J. Szlufcik, J. Nijs, and R. Mertens. A novel silicon solar cell structure with both external polarity contacts at the back surface. In *Proc. 2nd WCPEC*, Vienna, Austria, 1998.
- [KFB00] Ralph Kuehn, Peter Fath, and Ernst Bucher. Effects of pn-junctions bordering on surfaces investigated by means of 2d-modeling. pages 116–119, Anchorage, USA, 2000.
- [KKF<sup>+</sup>99] A. Kress, R. Kühn, P. Fath, G. P. Willeke, and E. Bucher. Low-cost back contact silicon solar cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, 46(10):2000–2004, 1999.

- [Kli97] C.F. Klingshirn. *Semiconductor optics*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [KRO<sup>+</sup>01] D. Kray, S. Rein, O. Ołwlad, E. Schäffer, F. J. Kamerewerd, S. W. Glunz, and G. Willeke. High-efficiency emitter-wrap-through cells. pages 1299–1302, Munich, Germany, 2001.
- [KSdG92] D. B. M. Klaasen, J. W. Slotboom, and H. C. de Graaf. Unified apparent bandgap narrowing in n- and p-type silicon. *Solid-State Electron.*, 35(2):125–129, 1992.
- [KSS88] R. R. King, R. A. Sinton, and R. M. Swanson. Front and back surface fields for point-contact solar cells. In *Proc. 20th IEEE PVSC*, pages 538–544, Las Vegas, Nevada, USA, 1988.
- [KSS91] R. R. King, R. A. Sinton, and R. M. Swanson. One-sun, single-crystalline silicon solar cell research. Technical Report SAND91-7003, Solid State Electronics Laboratory, Stanford University, 1991.
- [KZD00] E. Van Kerschaver, C. Zechner, and J. Dicker. Double sided minority carrier collection in silicon solar cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, 47(4):711–717, 2000.
- [Let03] G. Letay. *Modellierung von III-V Solarzellen*. Doktorarbeit, Universität Konstanz, 2003.
- [LN80] K. Lee and A. Nussbaum. The influence of traps on the generation-recombination current in silicon diodes. *Solid-State Electron.*, 23:655–660, 1980.
- [Loe95] P. Loelgen. *Surface and volume recombination in silicon solar cells*. Phd, CIP-Gegevens Koninklijke Bibliotheek, 1995.
- [LS77] M. D. Lammert and R. J. Schwartz. The interdigitated back contact solar cell: a silicon solar cell for use in concentrated sunlight. *IEEE Trans. Electron Devices*, 24(4):337–342, 1977.
- [Mac86] H.A. Macleod. *Thin-film optical filters*. Adam Hilger, 1986.
- [MAH00] K.R. McIntosh, P.P. Altermatt, and G. Heiser. Depletion region recombination in solar cells when does  $m = 2$ ? Glasgow, UK, 2000.
- [ML02] H. Maeckel and R. Lüdemann. Detailed study of the composition of hydrogenated  $\text{SiNx}$  layers for high-quality silicon surface passivation. *J. Appl. Phys.*, 92:2602–2609, 2002.
- [MS80] J. E. Mahan and G. M. Smirnov. A new perspective on distributed series resistance effects in photovoltaic devices. pages 612–618, San Diego, 1980.
- [MYK<sup>+</sup>90] K. Matsukuma, H. Yagi, Y. Kida, T. Takahashi, K. Nishinoiri, T. Warabisako, T. Uematsu, and K. Morita. Exact analytical simulation for large area simplified backside-contact silicon solar cells. pages 505–508, Kyoto, Japan, 1990.
- [Pri55] M. B. Prince. Silicon solar energy converters. *J. Appl. Phys.*, 26(534), 1955.

- [Ren02] Jochen Rentsch. *Einseitenkontaktierung kristalliner Silizium-Dünnschichtsolarzellen*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs Universität, Freiburg, 2002.
- [RWG00] S. Rein, W. Warta, and S. W. Glunz. Investigation of carrier lifetime in p-type cz-silicon: specific limitations and realistic prediction of cell performance. In *Proc. 28th IEEE PVSC*, pages 57–60, Anchorage, USA, 2000.
- [SA97] J. Schmidt and A. G. Aberle. Accurate method for the determination of bulk minority- carrier lifetimes of mono- and multicrystalline silicon wafers. *J. Appl. Phys.*, 81(9):6186–6199, 1997.
- [SAHA00] J. O. Schumacher, P. P. Altermatt, G. Heiser, and A. G. Aberle. Application of an improved band gap narrowing model to the numerical simulation of recombination properties of phosphorus doped silicon emitters. *accepted for publication in Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2000.
- [SBLW94] M. Schöfthaler, R. Brendel, G. Langguth, and J. H. Werner. High-quality surface passivation by corona-charged oxides for semiconductor surface characterization. In *Proc. 1st WCPEC, volume 2 of 1994 IEEE First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. Conference Record of the Twenty Fourth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1994 (Cat.No.94CH3365- 4)*, pages 1509–1512, Hawaii, USA, 1994. IEEE; New York, NY, USA.
- [SC96] R. A. Sinton and A. Cuevas. Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi- steady-state photoconductance data. *Appl. Phys. Lett.*, 69(17):2510–2512, 1996.
- [Sch82] R. J. Schwartz. Review of silicon solar cells for high concentrations. *Sol. Cells*, 6:17–38, 1982.
- [Sch90] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization*. John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [Sch94] J. O. Schumacher. *Charakterisierung texturierter Silicium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs Universität, Freiburg, 1994.
- [Sch98] A. Schenk. Finite-temperature full random-phase approximation model of band gap narrowing for silicon device simulation. *J. Appl. Phys.*, 84(7):3684–3695, 1998.
- [Sch00] J. O. Schumacher. *Numerical simulation of silicon solar cells with novel device structures*. Phd, University of Konstanz, 2000.
- [SdMB<sup>+</sup>97] A. Schönecker, H. H. C. de Moor, A. R. Burgers, A. W. Weeber, J. Hornstra, W. C. Sinke, P. P. Michiels, and R. A. Steeman. An industrial multi-crystalline ewt solar cell with screen printed metallisation. In *Proc. 14th EC PVSEC*, pages 796–799, Barcelona, Spain, 1997.
- [SG93] A. B. Sproul and M. A. Green. Intrinsic carrier concentration and minority-carrier mobility of silicon from 77 to 300 k. *J. Appl. Phys.*, 73(3):1214–1225, 1993.

- [SG00] D.D Smith and J.M. Gee. Review of back contact silicon solar cells for low cost application. In *Proc. 16th EC PVSEC*, Glasgow, UK, 2000.
- [SGKW94] S. Sterk, S. W. Glunz, J. Knobloch, and W. Wettling. High efficiency (>22%) si-solar cells with optimized emitter. In *Proc. 1st WCPEC*, volume 2 of *1994 IEEE First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. Conference Record of the Twenty Fourth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1994 (Cat.No.94CH3365- 4)*, pages 1303–1306, Hawaii, USA, 1994. IEEE; New York, NY, USA.
- [SGS91] A. B. Sproul, M. A. Green, and A. W. Stephens. Determination of minority carrier diffusivity in silicon from photoconductance decay. In *Proc. 22nd IEEE PVSC*, pages 371–376, Las Vegas, Nevada, USA, 1991.
- [SL75] R. J. Schwartz and M. D. Lammert. Silicon solar cells for high concentration applications. pages 350–351, Washington, DC, 1975.
- [SM84] D. K. Schroder and D. L. Meier. Solar cell contact resistance-a review. *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-31(5):637–647, 1984.
- [SM93] B. L. Sopori and T. Marshall. Optical confinement in thin silicon films: a comprehensive ray optical theory. pages 127–132, Louisville, Kentucky, USA, 1993. IEEE 1993. p.127-32 of 1490 pp. 9 refs. Conference: Louisville KY USA 10-14 May 1993 Price: CCCC 0 7803 1220 1/93/\$3.00 ISBN: 0-7803-1220-1.
- [Soe00] Jens Soelter. *Analyse und Simulation kristalliner Siliziumsolarzellen mit beidseitigem Emitter*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, diese Diplomarbeit wurde von J. Dicker betreut, 2000.
- [SPLG02] E. Schneiderlöchner, R. Preu, R. Lüdemann, and S. W. Glunz. Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells. *Progr. Photovolt.*, 10:29–34, 2002.
- [SS87] R. A. Sinton and R. M. Swanson. Design criteria for si point-contact concentrator cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-34(10):2116–2123, 1987.
- [SS90] R. A. Sinton and R. M. Swanson. Simplified backside-contact solar cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, 37(2):348–352, 1990.
- [Ste95] S. Sterk. *Simulation und Technologie von hocheffizienten Einsonnen- und Konzentratorsolarzellen aus monokristallinem Silicium*. Doktorarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1995.
- [Sto95] J.C. Stover. *Optical scattering: measurement and analysis*. SPIE — The International Society for Optical Engineering, Bellingham, Washington, 2 edition, 1995.
- [STS78] D. K. Schroder, R. N. Thomas, and J. C. Swartz. Free carrier absorption in silicon. *IEEE Trans. Electron Devices*, 25(2):254–261, 1978.
- [SVC+93] R. A. Sinton, P. J. Verlinden, R. A. Crane, R. M. Swanson, C. Tilford, J. Perkins, and K. Garrison. Large-area 21% efficient si solar cells. In *Proc. 23rd IEEE PVSC*, Conference Record of the Twenty Third IEEE Photovoltaic Specialists Conference

- 1993 (Cat. No.93CH3283-9), pages 1490, 1157–1461, Louisville, Kentucky, USA, 1993. IEEE; New York, NY, USA.
- [SW 3] J. O. Schumacher and W. Wettling. *Device physics of silicon solar cells*, volume 3 of *Photoconversion of Solar Energy*. Imperial College Press, London, 2000, ISBN 1-860-94161-3.
- [Swa86] R. M. Swanson. Point-contact solar cells: modelling and experiment. *Sol. Cells*, 17:85–118, 1986.
- [The00] Thermosensorik. Cmt384 lock-in-system, thermische defekt lokalisierung (tdl), thermosensorik, gmbh. 2000.
- [VSC94a] P. J. Verlinden, R. M. Swanson, and R. A. Crane. 7000 high efficiency cells for a dream. *Progr. Photovolt.*, 2(2):143, 1994.
- [VSC94b] P. J. Verlinden, R. M. Swanson, and R. A. Crane. High efficiency silicon point-contact solar cells for concentrator and high value one-sun applications. page 1477, Amsterdam, 1994.
- [VSS88] P. Verlinden, R. A. Sinton, and R. M. Swanson. High efficiency large area back contact concentrator solar cells with a multilevel interconnection. *Int. J. Solar Energy* 6, page 347, 1988.
- [VSSK88] P. Verlinden, R. M. Swanson, R. A. Sinton, and D. E. Kane. Multilevel metallization for large area point-contact solar cells. In *Proc. 20th IEEE PVSC*, Las Vegas, Nevada, USA, 1988.
- [VSW<sup>+</sup>97] P. J. Verlinden, R. A. Sinton, K. Wickham, R. A. Crane, and R. M. Swanson. Backside-contact silicon solar cells with improved efficiency for the '96 world solar challenge. volume 14, pages 96–99, Barcelona, Spain, 1997.
- [Wag95] B. F. Wagner. *Dünnschichtszellens aus rekristallisiertem Silicium*. Phd, Technische Hochschule Darmstadt, 1995.
- [WFB94] G. Willeke, P. Fath, and E. Bucher. Progress on the power silicon solar cell concept. In *Proc. 1st WCPEC*, volume 2 of *1994 IEEE First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. Conference Record of the Twenty Fourth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1994 (Cat.No.94CH3365-4)*, pages 2402, 1283–2406, Hawaii, USA, 1994. IEEE; New York, NY, USA.
- [Wir95] H. Wirth. *Lichtstreuung in Materialien zur transparenten Wärmedämmung*. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1995.
- [WK01] G.P. Willeke and D. Kray. A new route towards 50  $\mu\text{m}$  thin crystalline silicon wafer solar cells. Munich, Germany, 2001.
- [Wol99] Stephen Wolfram. *The Mathematica Book*, volume 4. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [Wue95] P. Wuerfel. *Physik der Solarzellen. (Physics of solar cells)*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Germany, 1995.

- [ZBE<sup>+</sup>00] W. Zimmermann, S. Bau, A. Eyer, F. Haas, and D. Oßwald. Crystalline silicon thin film solar cells on low quality silicon substrates with and without  $\text{SiO}_2$  intermediate layer. pages OB 2–5, Glasgow, UK, 2000.
- [Zec96] Christoph Zechner. *Computerunterstützte Untersuchungen an Hochleistungs-Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1996.
- [Zic00] D. Zickermann. *Untersuchung von schnellen Dotierprozessen und selektiven Emittierstrukturen für kristalline Siliziumsolarzellen*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück und Fraunhofer ISE, 2000.
- [ZWA<sup>+</sup>94] J. Zhao, A. Wang, P. P. Altermatt, S. R. Wenham, and M. A. Green. 24% efficient perl silicon solar cell: recent improvements in high efficiency silicon cell research. In *Proc. 1st WCPEC*, volume 41-42 of *Sol. Energy Mater. Sol. Cells (Netherlands)*, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, pages 87–99, Hawaii, USA, 1994. Elsevier.
- [ZWG90] J. Zhao, A. Wang, and M. A. Green. 24% efficient perl structure silicon solar cells. pages 333–335 vol.331, Kissimmee, FL, USA, 21-25 May 1990, 1990. IEEE.

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei

- Herrn Prof. Dr. W. Wettling für Vergabe und Motivation zu dieser Arbeit sowie die Betreuung in Stipendienfragen
- Herrn PD Dr. Gerhard Willeke für die Aufnahme in seine Abteilung und die Betreuung der Arbeit
- Herrn Dr. W. Warta für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die Betreuung und die sehr gute Übersicht und Beratung bei der Themenwahl
- Herrn Dr. S.W. Glunz für die sehr gute Zusammenarbeit, die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen sowie sein lexikalisches Gedächtnis aller Kinofilme
- Frau E. Schäffer für Ihr unersetzliches Wissen über Messapparaturen und Organisationsabläufe am Fraunhofer ISE sowie die vielen von Ihr durchgeführten Messungen
- Herrn J. Isenberg für die sehr gute Zusammenarbeit u.A. bei der Erstellung eines Netzwerksimulators, die vielen fruchtbaren physikalischen Diskussionen, das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit aber auch für die nette Büroatmosphäre
- Herrn S. Riepe für die Bereicherung der Bürodiskussionen in physikalischer und umweltpolitischer Hinsicht und die Bereicherung unseres Büros mit seinem freundlichen Wesen
- Herrn M. Esterle für die sehr gute Zusammenarbeit bei der orts aufgelösten Vermessung von ohmschen Shunts
- Herrn P. Schossig für die vielen Hilfen in Computerfragen, zum *Linux*-Betriebssystem und seine ständige Erreichbarkeit „auf dem kleinen Dienstweg“
- D. Biro, A. Grohe, D. Huljic, D. Kray, S. Rein, J. Rentsch und E. Schneiderlöchner für die sehr gute Zusammenarbeit
- den Solarzellen-Simulanten am Fraunhofer ISE, insbesondere
  - Herrn Dr. J. O. Schumacher für die Initiierung der *PVobjects*-Simulationsumgebung und bereitwillige Auskunft zu alten und sehr alten ProgrammROUTINEN
  - Herrn Dr. G. Letay für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Pflege und Erweiterung von *PVobjects*, die vielen ProgrammTIPS und die motivierenden Diskussionen
  - Herrn J. Sölter für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Charakterisierung von Rückseitenkontaktzellen
  - Herrn M. Hermle für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Charakterisierung von *PERC* Solarzellen, das sorgfältige Korrekturlesen und die freundschaftliche Atmosphäre im Simulationsalltag

... sowie allen Mitarbeitern der Gruppe *SWT* für die kooperative Zusammenarbeit.



Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Weitere Personen, insbesondere Promotionsberater, waren an der inhaltlich materiellen Erstellung dieser Arbeit nicht beteiligt. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Freiburg, den 11.6.2003

Jochen Dicker