

Dissertation im Fach Physik

SIMULATION, ENTWICKLUNG UND CHARAKTERISIERUNG VON IBC-SOLARZELLEN MIT NEUARTIGEN EMITTERSCHICHTEN

Verfasst von

Daniel Sommer

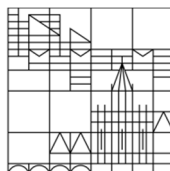
Zum Erlangen des akademischen Grades

Doktor rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

Vorgelegt an der

Universität
Konstanz



Mathematisch-Naturwissenschaftliche Sektion

Fachbereich Physik

Tag der mündlichen Prüfung: 12.05.2017

1. Referent: Prof. Dr. Giso Hahn

2. Referent: Prof. Dr. Johannes Boneberg

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Si-Solarzelle: Grundlagen und Überblick	5
2.1	Grundlagen zur kristallinen Si-Solarzelle.....	5
2.2	Rekombinationsverluste	9
2.3	Dotierte Bereiche in der Solarzelle	13
2.4	Standardsolarzellen und Hocheffizienz solarzellenkonzepte.....	15
3	Eigenschaften von IBC-Solarzellen.....	20
3.1	Simulation mit Synopsys Sentaurus	20
3.1.1	FELA und Simulation.....	23
3.2	Geometrische und elektrische Einflussfaktoren.....	24
3.2.1	Geometrische Variation der Einheitszelle	24
3.2.2	Basisdotierung	30
3.2.3	Frontseitendotierung (Front-Surface-Field).....	31
3.2.4	Lebensdauer und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit	36
3.3	Verluste bei der Metallisierung von IBC-Solarzellen	39
3.3.1	Randseitige Busbars und Multi-Busbar-Konzept	39
3.3.2	Fingerwiderstände.....	42
4	Semi-analytisches Serienwiderstandsmodell.....	44
4.1	Methodik zur Bestimmung von Ersatzwiderständen.....	44
4.1.1	TLIM und Serienwiderstände.....	45
4.1.2	Allgemeine Gleichungen zu Ersatzwiderständen	46
4.1.3	Vektorpotential für den Strom und Ersatzwiderstandsmodell.....	48
4.2	Emitter und BSF als Serienwiderstände	51
4.3	Wafer und FSF als Parallelwiderstände	53
4.3.1	FSF	55
4.3.2	Wafer	56
4.4	Vergleich mit linearen Gleichungen	60

5	Emitter aus borhaltigen Tinten	62
5.1	Erzeugung dotierter Bereiche und chemisches Modell von Sol-Gelen.....	62
5.2	Technologie des Tintenstrahldrucks	64
5.3	Dotiereffizienz von p-Typ Emittern formiert aus borhaltigen Tinten	68
5.3.1	Haltbarkeit borhaltiger Tinte.....	68
5.3.2	Dotiereffizienz in Abhängigkeit der Schichtdicke und Eintreibedauer	70
5.4	Elektronische Eigenschaften der Emitter	71
5.4.1	Verunreinigungen der borhaltigen Tinte.....	71
5.4.2	Gettern und sequentielle Kodiffusion	73
5.4.3	Ausgasen von Boratomen.....	74
5.4.4	Dichtigkeit der borhaltigen Tinte gegenüber Phosphor.....	77
5.4.5	j_{0e} und Passivierung.....	79
5.5	Lokale Eigenschaften tintenstrahlgedruckter Boremitter	82
5.5.1	Texturierte Oberflächen	82
5.5.2	Kelvinsonden-Mikroskopie (KPFM).....	84
5.5.3	Defekte auf chemisch polierten Oberflächen	86
6	Analyse und Vergleich der Solarzellen.....	91
6.1	Aufbau des Referenz- und Bortintenprozesses	91
6.2	Kontaktierung einer Multi-Busbar-IBC-Solarzelle	93
6.2.1	Strukturierung der Rückkontakte	94
6.2.2	Erweitertes Verschaltungskonzept	97
6.3	jV -Kennlinien-Analyse.....	103
6.3.1	Messtisch.....	103
6.3.2	Vergleich der Kennlinien	104
6.3.3	Simulation defektreicher p-n-Übergänge bei sequentiellen Diffusionen	110
6.3.4	Analyse der gebildeten p-n-Übergänge mittels KPFM	115
7	Zusammenfassung.....	120
8	Ausblick.....	123
9	Appendix A.....	125
10	Appendix B.....	126

11	Literaturverzeichnis.....	128
12	Publikationen.....	147

Abkürzungs- und Größenverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	[cm ²]
A _{Finger}	Querschnittsfläche eines Metallfingers	[cm ²]
AC	Wechselstrom	
AM	Amplitudenmodulation	
AFM	Rasterkraftmikroskop	
ARC	Anti-Reflex-Beschichtung	
AZO	Aluminium-Zink-Oxid	
α	Emitteranteil an der Einheitszelle	
b	Breite einer leitfähigen Schicht	[μ m]
B	Empirischer Faktor für strahlende Rekombination	
BCBJ	Solarzellenkonzept mit rückseitigem p-n-Übergang und Kontakten	
BGN	Bandlückenverringering	
BRL	Borreiche Schicht im Silizium	
BSF	Hochdotiertes Feld auf der Rückseite der Solarzelle	
BSG	Borsilikatglas	
β	Akkumulationsfaktor im FSF	
CVD	Chemische Gasphasenabscheidung	
C	Vektorpotential des Stroms	[A/cm]
C _{n,p}	Empirische Faktoren der Auger-Rekombination	[cm ³ /s]
Cz	Czochralski-Silizium	
D	Diffusionskoeffizient	[cm ² /s]
D _{Fe}	Diffusionskoeffizient von Eisen	[cm ² /s]
D _{it}	Grenzflächendefektdichte	[cm ²]
d _{Zelle}	Waferdicke	[μ m]
DC	Gleichstrom	
DLTS	Deep-level-transient-Spektroskopie	
δ	Dämpfung	[s ⁻¹]

$\Delta n, \Delta p$	Überschussladungsträgerdichte	[cm ⁻³]
ECV	Elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung	
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie	
EEB	Prozess zum chemischen Ätzen eines Emitters	
E_{el}	Elektrische Energie	[eV]
$E_{F,i}$	Ferminiveaus einer Dotierung i	[eV]
E_G	Bandlückenenergie	[eV]
E_{qF}	Quasi-Ferminiveau	[eV]
E_t	Energetische Lages eines Defekts im Band	[eV]
ϵ	Dielektrische Funktion/Permittivität	[As/Vm]
F	Numerischer Korrekturfaktor der Serienwiderstandsberechnung	
$F_{el,Spitze}$	Elektrische Kraft auf die Spitze bei einer AFM-Messung	[N]
$f_{akk,rel}$	Akkumulations-/Freisetzungsfunktion für den Strom	
F_{BSF}	Serienwiderstandskorrekturfaktor des <i>back-surface-fields</i> (s. BSF)	
F_{emi}	Serienwiderstandskorrekturfaktor des Emitters	
F_{FSF}	Serienwiderstandskorrekturfaktor des <i>front-surface-fields</i> (s. FSF)	
F_{Wafer}	Serienwiderstandskorrekturfaktor des Wafers	
FCA	Absorption freier Ladungsträger	
FELA	Freie Energie Verlustanalyse	
FF	Füllfaktor	[%]
FSF	Hochdotiertes Feld auf der Vorderseite der Solarzelle	
FWHM	Halbwertsbreite	
FZ	Zonengezogenes Silizium	
Φ, P	(Verlust-)Leistung	[W/cm ² ,W]
$\Phi_{AM1.5g}$	Eingestrahlte Leistung bei AM1.5g	[W/cm ²]
Φ_{FSF}	Joule'sche Verluste im FSF	[W/cm ²]
Φ_g	Mögliche Leistung der Solarzelle abzüglich entropischer Verluste	[W/cm ²]
$\Phi_{Max\eta}$	Maximal in der Solarzelle elektrisch generierbare Leistung	[W/cm ²]
Φ_{opt}	Optische Verlustleistung einer Solarzelle	[W/cm ²]
Φ_{Maj}	Verlustleistung der Majoritäten	[W/cm ²]
Φ_{rs}	Verlustleistung durch Rekombination an der Oberfläche	[W/cm ²]
Φ_{rv}	Verlustleistung durch Rekombination im Volumen	[W/cm ²]

$\Phi_{te,h}$	Verlustleistung durch Transport im elektrischen Feld	[W/cm ²]
Φ_{therm}	Thermische Verlustleistung einer Solarzelle	[W/cm ²]
Φ_{Wafer}	Joule'sche Verluste im Wafer	[W/cm ²]
η	Wirkungsgrad einer Solarzelle	[%]
IBC	Solarzelle mit alternierenden Rückkontakten	
ITO	Indium-Zinn-Oxid	
iV_{oc}	Implizite offene Klemmenspannung	[V]
j_{akk}	Stromdichte akkumulierenden Stroms in einer Schicht	[mA/cm ²]
$j_{n,p}$	Stromdichte Elektronen/Löcher	[mA/cm ²]
j_{mpp}	Stromdichte am MPP (s. MPP)	[mA/cm ²]
j_0	Sättigungsstromdichte	[fA/cm ²]
j_{0e}	Emittersättigungsstromdichte	[fA/cm ²]
j_{rel}	Stromdichte aus einer Schicht freigesetzten Stroms	[mA/cm ²]
j_{sc}	Kurzschlussstromdichte	[mA/cm ²]
k_B	Boltzmann-Faktor	[J/K]
KPFM	Kelvinsonden-Kraftmikroskopie	
$L_{n,e}$	Diffusionslänge Löcher/Elektronen	[mm]
MIS	Metall-Isolator-Halbleiter-Struktur	
MPP	Punkt maximaler Leistung einer Solarzelle	
μ	Ladungsträgermobilität	[cm ² /Vs]
n, p	Elektronen-, Löcherdichte/-konzentration	[cm ⁻³]
n_0, p_0	Ladungsträgerkonzentrationen im thermodynamischen Gleichgewicht	[cm ⁻³]
n_i	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration	[cm ⁻³]
n_s, p_s	Oberflächenkonzentration Elektronen/Löcher	[cm ⁻²]
N	Teilchendichte/-konzentration	[cm ⁻³]
N_0	Anfangskonzentration	[cm ⁻³]
$N_{A/D}$	Akzeptoren- bzw. Donatordichte	[cm ⁻³]
N_t	Defektkonzentration	[cm ⁻³]
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (s. S)	
PERC	Solarzellenkonzept mit passiviertem rückseitigen Emitter	
PSG	Phosphorsilikatglas	
q	Elementarladung	[C]

$Q_{s,n/p}$	Grenzflächenladungen	[cm ⁻²]
QHM	Quinhydrin-Methanol	
QSSPC	Quasi-statische Photoleitfähigkeitsmessung	
R	Rekombinationsrate	[cm ⁻³]
R_{aug}	Rekombinationsrate durch Auger	[cm ⁻³]
R_{BSF}	Serienwiderstand BSF	[Ω]
R_{emi}	Serienwiderstand Emitter	[Ω]
$R_{Fingern/p/eff}$	(Effektiver) Serienwiderstand Basis/Emitter-Finger	[Ω]
R_{FSF}	Serienwiderstand FSF	[Ω]
$R_{s,FELA}$	Serienwiderstand berechnet aus der FELA	[Ω]
R_{sh}	Schichtwiderstand	[Ω/sq]
R_{srh}	Rekombinationsrate durch SRH (s. SRH)	[cm ⁻³]
R_{str}	Rekombinationsrate strahlender Übergänge	[cm ⁻³]
R_{surf}	Oberflächenrekombinationsrate	[cm ⁻³]
$R_{verteilt,n,p}$	Verteilter Serienwiderstand	[Ω]
RCA	Radio Corporation of America	
REM	Rasterelektronenmikroskopie	
RLZ	Raumladungszone	
ρ	Spezifischer Widerstand	[Ωmm ² /m]
ρ_{Basis}	Spezifischer Widerstand in der Basis	[Ωmm ² /m]
S	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (s. ORG)	[cm/s]
S_{front}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit Vorderseite	[cm/s]
S_{emi}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit Emitter	[cm/s]
S_{BSF}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit <i>back-surface-field</i> (s. BSF)	[cm/s]
S_{cp}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit p-Typ-Kontakt	[cm/s]
S_{cn}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit n-Typ-Kontakt	[cm/s]
SIMS	Sekundär-Ionen-Massen-Spektrometrie	
SKPM	s. KPFM	
SRH	Shockley-Read-Hall-(Rekombination)	
$\sigma_{n,p}$	Einfangquerschnitt Elektronen/Löcher	[cm ²]
t	Schichtdicke einer leitfähigen Schicht	[nm]
T	Temperatur	[K]

TCO	Transparentes leitfähiges Oxid	
TLM	Transfer-Längen-Methode	
τ	Lebensdauer	[ms]
$\tau_{\text{Aug,Para}}$	Parametrisierte Auger-Lebensdauer	[ms]
τ_{eff}	Effektive Lebensdauer	[ms]
τ_{Defekt}	Defekt-Lebensdauer	[ms]
$\tau_{\text{h,n}}$	Lebensdauer Löcher/Elektronen	[ms]
τ_{surf}	Lebensdauer an der Oberfläche des Kristalls	[ms]
τ_{wafer}	Lebensdauer im Volumen des Wafers	[ms]
UHV	Ultra-Hoch-Vakuum	
\tilde{V}	Volumen	[cm ³]
V	Spannung	[V]
V_{ac}	Alternierende Spannung (KPFM)	[V]
V_{cpd}	Kontaktpotentialdifferenz (KPFM)	[V]
V_{dc}	Gleichspannung (KPFM)	[V]
V_{mpp}	Spannung am MPP (s. MPP)	[V]
V_{oc}	Offene Klemmenspannung	[V]
V_{T}	Thermische Spannung bei Raumtemperatur	[V]
v_{th}	Thermische Geschwindigkeit	[cm/s]
Ψ	Elektrisches Potential	[V]
W_{Zelle}	Länge Einheitszelle	[mm]
ω_{ac}	Anregende Frequenz	[s ⁻¹]
ω_{nc}	Resonanzfrequenz	[s ⁻¹]

1 Einleitung

Elektrischer Strom fasziniert die Menschheit schon seit Jahrtausenden, aber erst mit der Erfindung der Glühbirne (Thénard, 1801) und des Generators (Siemens, 1866) begann der Siegeszug der kontrollierten Nutzung elektrischer Energie zur Erleichterung menschlicher Vorhaben. Im vergangenen Jahrhundert wurden unzählige Möglichkeiten zur Erzeugung elektrischen Stroms intensiv erforscht und genutzt, so dass im Jahre 2015 weltweit 24.097 TWh (Deutschland 652 TWh, Bruttostromerzeugung [1; 2]) jährlich umgewandelt werden. Viele Formen der Energieumwandlung, die z. T. einen erheblichen Beitrag leisten, basieren auf der Nutzung von auf dieser Erde erschöpflichen Energiequellen und werden bei konsequentem Verbrauch nur begrenzte Zeit verfügbar sein. Die Zukunft elektrischer Energieerzeugung liegt daher in den regenerativen Energien, zu denen Windkraft, Wasserkraft, Biomasse und Photovoltaik zählen. Deren Anteil an der Bruttostromerzeugung liegt in Deutschland mittlerweile bei 30%, wobei die Photovoltaik knapp 6% oder 38,4 TWh erreicht ([2], Stand 2015). Bei der Energiegewinnung aus Photovoltaik konkurrieren wiederum verschiedene Technologien um die Marktführerschaft.

Der Markt ist dabei aufgeteilt in Dünnschicht- (10%) und kristalline Si-Technologien (90%), wobei sich diese in multikristalline Solarzellen 76,6% und monokristalline Solarzellen 24,4% aufteilen ([3], Stand 2015). Die am weitesten verbreitete kristalline Technologie ist dabei die Al-BSF p-Typ Solarzelle, die in dieser Arbeit als konventionelle Referenz bezeichnet wird. Diese ist zwar vom Wirkungsgrad gesehen Hocheffizienz solarzellenkonzepten, wie z.B. IBC/Hetero-Solarzellen ([4; 5]), erheblich unterlegen, profitiert aber davon, dass im Regelfall nicht der Ertrag pro Fläche für eine Investitionsentscheidung relevant ist. Ursache dessen ist, dass die für Solarparks benötigte Fläche in den meisten Teilen der Welt sehr günstig zu erschließen ist. Dies ist einer der Gründe, weshalb die Hocheffizienz solarzellen bisher eher ein Nischendasein fristen und nur dort relevant sind, wo Fläche begrenzt ist, d.h. vorwiegend im Privatbereich auf dem Hausdach. Neben den Investitionen in den Aufbau von Solarparks existiert aus Sicht der Solarzellenhersteller ein weiterer Grund für die bisher geringe Verbreitung der Hocheffizienz solarzellen. Durch die vorangegangene Phase des Aufschwungs haben viele Solarzellenproduzenten in die bestehende konventionelle Technologie der Al-BSF Solarzellen investiert. Dies bedeutet, dass die kostenintensiven Prozesslinien auf diese Art der Herstellung optimiert sind und die Hersteller bevorzugt die vorhandenen Technologien partiell anpassen (PERC-Konzept [6]), um geringfügig höhere Wirkungsgrade bei geringen Zusatzinvestitionen zu erzielen.

Da die Möglichkeiten zu Verbesserungen bei den konventionellen Solarzellen allerdings physikalisch begrenzt und weitgehend ausgeschöpft sind (s. Abschnitt 2.4), erscheint es langfristig aussichtsreicher, die Kosten bei den bisher deutlich aufwändiger herzustellenden Hocheffizienzkonzepten zu senken (s. [7]). Dem kommt entgegen, dass sich der in den letzten Jahren rapide gesunkene Spotmarktpreis für monokristalline Wafer den multikristallinen Wafern angenähert hat ($\Delta = 0,12$ US-\$/Wafer, aus [8], Stand 2016). Der Preisunterschied kann nur dann durch

die höhere Effizienz monokristalliner Technologien ausgeglichen werden, wenn kein höherer Aufwand für die Herstellung notwendig ist. Durch die Verwendung einfacher Prozessschritte und kostengünstiger Materialien sollte es bei den monokristallinen Technologien demnach möglich sein, dass bereits jetzt und in Zukunft größere Marktanteile (geschätzt 26% (+1,6%) in 2016 [3]) erobert werden können. Im Besonderen ist dabei die zunehmende Bedeutung von monokristallinem n-Typ Silizium zu nennen, das gegenüber p-Typ Silizium höhere Diffusionslängen verspricht und damit die Entwicklung von effizienteren Solarzellen mit rückseitigem Emitter und Kontakten (BCBJ) begünstigt [9]. Dieser Idee folgt die vorliegende Arbeit, indem einerseits ein Rückkontaktsolarzellenkonzept, die IBC-Solarzelle, mit Hilfe von finiter Elemente Simulation detailliert analysiert und daraus ein Konzept mit möglichst einfacher Prozessführung und unter Einsatz kostengünstiger Materialien entwickelt wird. Der Schwerpunkt liegt dabei auf einem tieferen Verständnis des Serienwiderstands in einer IBC-Solarzelle, der gegenüber konventionellen Solarzellen eine viel stärkere Abhängigkeit vom Volumen besitzt, und der Analyse von borhaltigen Tinten für den Einsatz als kostengünstige lokal applizierbare Bordotierquelle für IBC-Solarzellen.

Die vorliegende Arbeit teilt sich auf die folgenden Kapitel auf:

Kapitel 2 wählt einen gegenüber den Standard-Lehrbüchern alternativen Ansatz und erläutert zunächst die Funktionsweise von Solarzellen anhand der von Brendel *et al.* im Jahr 2008 entwickelten FELA [10]. Eine Abhandlung über die Rekombinationsverluste und die in Silizium in Abhängigkeit der Dotierung auftretenden Effekte und deren physikalisch-chemische Modellierung bildet die theoretische Grundlage für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen und Schlussfolgerungen zu den experimentellen Ergebnissen. Anhand einer Übersicht und dem Vergleich verschiedener Solarzellenkonzepte wird der physikalische Vorteil von Hocheffizienz-solarzellenkonzepten, zu denen die IBC-Solarzelle gehört, herausgearbeitet.

In Kapitel 3 werden, aufbauend auf den Grundlagen aus Kapitel 2, verschiedene Simulationen mit allen relevanten geometrischen und elektrischen Parametern in einer IBC-Solarzelle vorgestellt und mit Hilfe der Ergebnisse der FELA diskutiert. Die auf dreidimensionalen Elementen basierende Simulation schließt das Kapitel mit einer Analyse über Verluste randseitiger Busbars und deren Ursachen ab, wobei ein Exkurs die Bedeutung von Fingerwiderständen in einer Rückkontaktsolarzelle erläutert.

In Kapitel 4 wird mit Hilfe der FELA ein semi-analytisches Serienwiderstandsmodell für IBC-Solarzellen abgeleitet. Dazu werden zunächst die Möglichkeiten zur Bestimmung von Serienwiderständen in der Solarzelle erläutert. Darauf aufbauend wird die Berechnung von Ersatzwiderständen mit Hilfe der FELA und die Extraktion einer Funktion, die die Verteilung der Stromflüsse in einer Solarzelle beschreiben kann, vorgestellt. Mit Hilfe dieser Methoden können die Serienwiderstandsbeiträge der verschiedenen Komponenten in einer Solarzelle (FSF, BSF, Emitter, Wafer) separat bestimmt und ein Modell, das die Parallelschaltung von Wafer und FSF beinhaltet, entwickelt werden. Das Modell wird abschließend mit den aus Standardlehrbüchern bekannten Berechnungen verglichen und dessen Vorteile werden herausgearbeitet.

Kapitel 5 widmet sich den borhaltigen Tinten und ihren Eigenschaften mit Hinblick auf den Einsatz als Diffusions- und Barrieremedium für die Herstellung von IBC-Solarzellen. Zunächst wird die Funktionsweise von Sol-Gelen, auf deren Technologie die borhaltigen Tinten basieren, vorgestellt. Eine Abhandlung über die Funktionsweise von Tintenstrahldruckern, die für das Aufbringen der Tinten verwendet werden, bildet die Grundlage für die Untersuchungen zur Dotiereffizienz in Abhängigkeit der Haltbarkeit, der Schichtdicke und der Eintreibedauer. Neben der Form des Dotierprofils spielt zudem die genaue Position und Ausdehnung der lokalen Dotierung eine Rolle. Daher werden Experimente zum parasitären Ausgasen von Boratomen aus der Tinte während des Diffusionsprozesses durchgeführt. Da die borhaltigen Tinten außerdem potentiell Verunreinigungen bei der Diffusion in den Wafer einbringen, wird ein Prozess entwickelt, die sogenannte sequentielle Kodiffusion, der die Verunreinigungen gettern kann. Dieser Prozess, bestehend aus einer Eintreibephase für Bor und einer anschließenden POCl_3 -Diffusion verlangt allerdings nach einer hohen Barrierefähigkeit der borhaltigen Tinte gegenüber Phosphor. Daher wird in einem weiteren Abschnitt untersucht, unter welchen Bedingungen das Gettern mittels Phosphor gebildete p-Bereiche auf der Solarzelle beeinflusst. Der letzte Teil des Kapitels widmet sich den Oberflächeneigenschaften der Tinte in Bezug auf die Sättigungsströme im Emitter, die Bildung und Entfernung der BRL sowie der lokalen Dotierung auf texturierten und glatten Oberflächen, die mittels REM und KPFM bestimmt wird.

In Kapitel 6 wird aufbauend auf Erkenntnissen zur Kontaktierung und Verschaltung busbarfreier IBC-Solarzellen der entwickelte Prozess vorgestellt. Zur detaillierten Analyse der Solarzellen werden Experiment und Simulation miteinander verknüpft, wobei der Fokus auf defektreichen oberflächennahen p-n-Übergängen und deren Einfluss auf die jV-Kennlinie liegt.

Short summary

The main aim of this work is to give a deep insight into the development of IBC solar cells in general and specifically of IBC solar cell concepts based on liquid diffusion sources for local doping. The working principle of the solar cells is described by the FELA developed by Brendel *et al* [10]. Full bipolar Sentaurus TCAD simulations are performed to investigate the influence of all relevant parameters on solar cell efficiency and FELA is used to discuss the phenomena. The advantage of a multi-busbar cell design is pointed out.

Additionally, a semi-analytical model is derived for series resistances in IBC solar cells. In this contribution various IBC geometries by means of TCAD simulation are investigated and a method to extract the series resistance of each part of the solar cell using FELA is introduced. It is demonstrated, as a consequence of current crowding in the wafer, that there is a strong current collection at the edge of the emitter and BSF as well as at the BSF contact. Such accumulations are linked quantitatively, evaluated by using current potential linescans, to the deviation of the analytical model and a correction factor for most typical IBC cells is proposed. Finally, it is shown that the wafer and the FSF can be considered in parallel.

Besides the theoretical development, liquid boron diffusion sources are investigated in regard to doping efficiency, passivation quality, impurities, local doping accuracy and printability by inkjet. Impurities from the ink reducing the lifetime in the volume after diffusion can be gettered by a subsequent phosphorous diffusion and base lifetimes on n-type silicon of 2,9 ms (@ 5 Ωcm) can be achieved. Emitter surface concentrations of 10^{20} cm^{-3} can be reached at saturation current densities below 40 fA/cm². Outgassing of boron atoms during the diffusion process is observed and a process to suppress it by consequent interchange of the atmosphere in the diffusion furnace is proposed.

Based on the properties of the boron containing ink, a multi-busbar IBC solar cell process has been developed. A proof of concept is given reaching 15% efficiency, lacking of poor lifetime in the volume and defect-rich p-n-junctions at the near surface of the cell. Defect-rich p-n-junctions are investigated in detail by simulation and KPFM measurement. A model for the diffusion at the junction of the BSG formed by the boron containing ink to the PSG is deduced.

2 Die Si-Solarzelle: Grundlagen und Überblick

Dieses Kapitel erklärt, aufbauend auf den Eigenschaften von Silizium, die Funktionsweise der Si-Solarzelle im Allgemeinen. Darauffolgend werden optische und thermische Verluste erläutert und die elektrischen Verluste mit dem Konzept der FELA, einer Verlustanalyse basierend auf Berechnungen zur freien Energie in einer Solarzelle, dargestellt. Das Kapitel schließt mit einem Vergleich verschiedener Solarzellenkonzepte ab und arbeitet dabei insbesondere die Vorteile einer IBC-Solarzelle heraus.

Der Inhalt des Kapitels setzt dabei voraus, dass Grundlagen zur Halbleiterphysik und Physik der Solarzelle aus z.B. [11], [12], [13] oder [14] bekannt sind.

2.1 Grundlagen zur kristallinen Si-Solarzelle

Die Silizium-Solarzelle besteht aus einem Emitter, einer Basis und Metallkontakten für die jeweilige Polarität. Durch Dotieren des Siliziums mit Phosphor oder Bor, die als Elektronendonator oder -Akzeptor dienen, kann die Austrittsarbeit zwischen n- und p-Typ Silizium modifiziert werden.

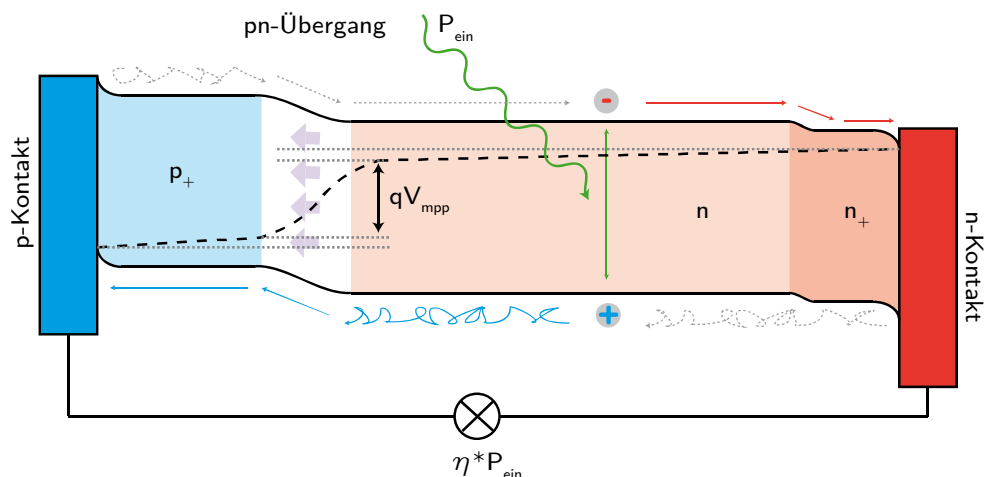


Abbildung 2.1: Funktionsweise einer Solarzelle am MPP, dem Punkt maximaler Leistung. Elektron-Loch-Paare können an beliebiger Position im Halbleiter generiert werden, in diesem Fall exemplarisch in der n-Basis. Minoritäten bewegen sich durch Diffusion (gezackte Linien), für Majoritäten gilt das Ohm'sche Gesetz (gerade Linien). Die Spannung am MPP ergibt sich durch die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus zwischen n- und p-Typ abzüglich der Spannung, die durch Transportverluste entsteht.

Treten beide Bereiche in Kontakt findet auf Grund des dadurch vorhandenen Konzentrationsgefälles der Majoritäten eine Diffusion an Ladungsträgern in das jeweilig andere Gebiet so lange statt, bis das durch die Separation an Ladungen entstehende Feld diese stoppt. Durch Bestrahlen mit Licht einer Eingangsleistung P_{ein} werden Elektron-Loch-Paare generiert, deren exzitonische Bindung thermisch getrennt wird. Dies führt im p- bzw. n-Gebiet zu quasi-freien Elektronen bzw. Löchern im Leitungs- bzw. Valenzband, den Minoritäten. Die Summe der

generierten Ladungsträgerpaare pro Volumen wird als Überschussladungsträgerdichte Δn bezeichnet. Die Minoritäten bewegen sich durch Diffusion durch den Halbleiter. Bei Erreichen des p-n-Übergangs werden sie durch das in der Raumladungszone (RLZ) vorherrschende elektrische Feld in das komplementäre Gebiet beschleunigt und tragen so zu einer Ladungstrennung zwischen n- und p-Bereich bei. Die Summe an Ladungsträgern, die getrennt werden, mal der Potentialdifferenz, die die Ladungsträger gewinnen, entspricht der aus der Solarzelle extrahierbaren Leistung.

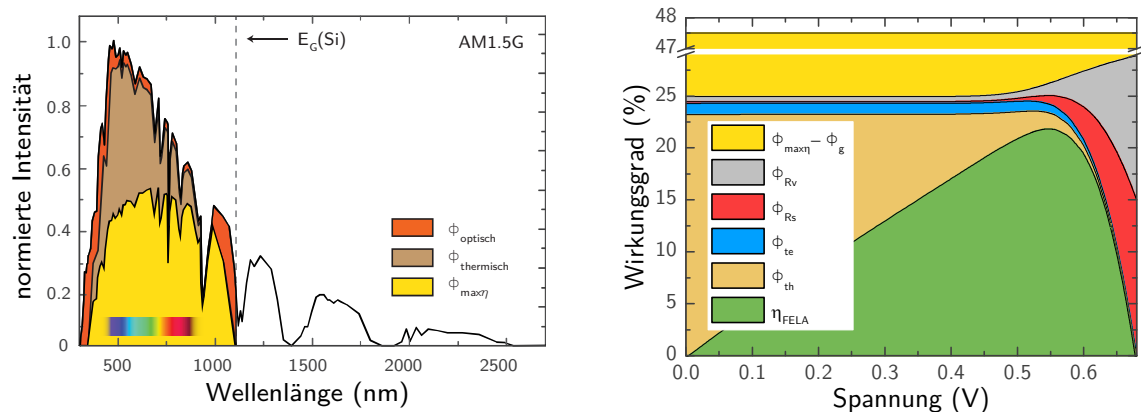


Abbildung 2.2: Links: Spektrum der Sonne bei AM1.5g. In Orange sind schematisch optische Verluste der Solarzelle dargestellt, in Braun thermische Verluste und in Gelb das maximal nutzbare Spektrum für eine Silizium-Solarzelle. Rechts: Maximal nutzbares Spektrum der Sonne ausgedrückt als maximaler Wirkungsgrad (gelb). Die Verluste auf Grund von Rekombination im Volumen sind in Grau, die an der Oberfläche in Rot und die Transportverluste der Elektronen und Löcher jeweils in Blau und Ocker dargestellt. Grün entspricht am MPP dem Wirkungsgrad der Solarzelle.

Um aus dieser Leistung einen Wirkungsgrad für die Solarzelle bestimmen zu können, wird deren Leistung mit der eingestrahelten Leistung des AM1.5g Standards (vgl. [15]) der Sonne gewichtet. Das Sonnenspektrum entspricht dabei außerhalb der Erdatmosphäre klassischer Schwarzkörperstrahlung von circa 5500 K. Durch Absorption vorwiegend im Wasser und Sauerstoff in der Atmosphäre entstehen die charakteristischen Peaks bei 750 und 900 nm.

Das für die Solarzelle nutzbare Spektrum ist bei Silizium primär durch die Bandlücke begrenzt, d.h. nur Photonen mit Energien E_G größer der Bandlücke können Elektron-Loch-Paare generieren. Dies entspricht dem Bereich links der grau gestrichelten Linie in Abbildung 2.2.

Von diesem Teil des Spektrums kann wiederum nur der Teil, der im Silizium der Solarzelle absorbiert wird, genutzt werden. Der nicht nutzbare Teil ϕ_{optisch} ergibt sich aus optischen Verlusten. Dazu zählen Reflexion, parasitäre Absorption oder Transmission, wobei die Reflexion vorwiegend über die Antireflexschicht (*anti reflection coating*, ARC) auf der Vorderseite der Solarzelle reguliert werden kann. Parasitäre Absorption tritt im Kurzwelligen meist durch Absorption in der ARC auf, im Langwelligen durch Absorption freier Ladungsträger (*free carrier absorption*, FCA). Transmission existiert vor allem bei großen Wellenlängen, die auf dem Weg durch die Solarzelle weder absorbiert noch reflektiert werden. Weiterführende Information zum sog. *light-trapping* und dessen Optimierung findet sich in verschiedener Fachliteratur [16; 17].

Andererseits ergibt sich ein thermischer Verlust $\phi_{\text{thermisch}}$, der dadurch entsteht, dass der Anteil der Energie des einfallenden Lichts, der größer als die Bandlückenenergie von Silizium ist, über Phononen an das Gitter abgegeben und somit nicht elektrisch nutzbar wird.

Neben den thermischen und optischen Verlusten spielen die elektrischen Verluste eine wichtige Rolle und werden im Folgenden mit dem Konzept der FELA, der Freien Energie Verlustanalyse (*free energy loss analysis*), beschrieben. Dieser Formalismus wird ebenfalls in Abschnitt 3.2 zur Auswertung von Finite-Elemente Simulationen angewendet. Der gelbe Teil des Spektrums in Abbildung 2.2 (links und rechts) bedeutet aus Sicht der FELA, dass die maximal mögliche Leistung pro Zeiteinheit im Volumen \tilde{V} das Integral aus dem Produkt der Generationsrate G und Bandlückenenergie E_G normiert auf die Fläche A der Solarzelle ist.

Es gilt:

$$\phi_{max} = \frac{1}{A} \int_{\tilde{V}} G \cdot E_G \cdot d\tilde{V} \quad (2.1)$$

Geteilt durch die gesamte eingestrahelte Leistung pro Zeiteinheit $\dot{p}_{AM1.5G}$ ergäbe sich eine maximale Effizienz von ca. 47%, die je nach optischen Verlusten von der Solarzelle erreicht werden könnte. Ein Großteil dieser Energie kann nicht elektrisch genutzt werden, da sich die Ladungsträger nicht auf direktem Pfad vom Generationspunkt zu den Kontakten bewegen, sondern durch zufällige aber inhärent vorhandene thermische Bewegung und Stöße Energie verbrauchen. In Abbildung 2.2 lässt sich erkennen, dass der gelbe Bereich mit zunehmender Spannung, d.h. mit steigender Überschussladungsträgerkonzentration Δn , abnimmt. Dies lässt sich damit erklären, dass bei höheren Δn die Ladungsträger in Summe eine stärker gerichtete Bewegung in Richtung p-n-Übergang durchführen, da alternative Pfade bereits durch andere Ladungsträger besetzt sind. Thermodynamisch gesehen entspricht dies einer Abnahme an Entropie, somit wird der gelbe Bereich als entropischer Verlust bezeichnet.

Die Rate an freier Leistung ϕ_g , die die Ladungsträger abzüglich der entropischen Verluste im Mittel besitzen, wird in [10] hergeleitet und ergibt:

$$\phi_g = \frac{1}{A} \int_{\tilde{V}} G \cdot \Delta E_{qF} \cdot d\tilde{V} \quad (2.2)$$

Wobei ΔE_{qF} die Differenz der Quasi-Fermi-Niveaus E_{fp} und E_{fn} im n- und p-Bereich ist.

Für alle elektronischen Verlustkanäle, die in der Solarzelle auftreten können, d.h. Rekombination im Volumen, an der Oberfläche oder durch Stöße von Ladungsträgern bei Vorhandensein eines Feldgradienten (nicht zu verwechseln mit den Stößen durch thermische Bewegung!), können Gleichungen hergeleitet werden.

Für die Rekombination ϕ_{rv} im Volumen gilt:

$$\phi_{rv} = \frac{1}{A} \int_{\tilde{V}} R \cdot \Delta E_{qF} \cdot d\tilde{V} \quad (2.3)$$

Wobei R die Rekombinationsrate ist. Diese setzt sich aus der Auger-, SRH- und strahlenden Rekombination zusammen.

Für die Rekombinationsverluste ϕ_{rs} an der Oberfläche gilt:

$$\phi_{rs} = \frac{1}{A} \int_S R_{surf} \cdot \Delta E_{qF} \cdot dS \quad (2.4)$$

Für die Transportverluste $\phi_{te,h}$, die durch ein elektrisches Feld verursacht werden, d.h. die zu einer Wärmeentwicklung durch den ohmschen Widerstand der Majoritäten und dem feldgetriebenen Teil der Diffusion der Minoritäten führen, ergibt sich:

$$\phi_{te,h} = \frac{1}{A} \int_{\tilde{V}} \frac{\vec{j}_{n,p}}{q} \cdot \nabla E_{fn,p} \cdot d\tilde{V} \quad (2.5)$$

Die letzte Gleichung wurde in der Notation aus Micard *et al.* [18] gewählt, da diese die Transportverluste mit dem Gradienten der Quasi-Fermi-Niveaus verknüpft und somit der Unterschied zu den entropischen Verlusten verdeutlicht wird. Bei der Interpretation der Gleichung ist zu beachten, dass der p-n-Übergang am MPP, dem Punkt maximaler Leistung, auch als Rekombinationszentrum und somit prinzipiell als Senke für die Ladungsträger gesehen werden muss. Demzufolge bildet sich ein Konzentrationsgradient aus, der für eine verstärkte Diffusion in Richtung der Senke sorgt. Die dadurch entstehenden Verluste tauchen über die Gradienten der Fermi-Niveaus ebenfalls in Gleichung (2.5) auf und gehen somit in die Transportverluste ein.

Aus der Rate an freier Leistung ϕ_g abzüglich aller Verluste ergibt sich die Gesamtleistung der Solarzelle. Wird diese durch das Sonnenspektrum, d.h. der eingestrahelten Leistung pro Zeit, geteilt, ergibt sich der Wirkungsgrad zu:

$$\eta = \frac{\phi_g - \phi_{rv} - \phi_{rs} - \phi_{te} - \phi_{th}}{\dot{\phi}_{AM1.5g}} = \frac{V_{mpp} j_{mpp}}{\dot{\phi}_{AM1.5g}} = \frac{V_{oc} j_{sc} FF}{\dot{\phi}_{AM1.5g}} \quad (2.6)$$

Dabei ist das Produkt aus der Spannung V_{mpp} und der Stromdichte j_{mpp} der Diode am MPP die von der Solarzelle tatsächlich extrahierbare Leistung. Diese kann durch die charakteristischen Größen einer Solarzelle, der offenen Klemmenspannung V_{oc} , der Kurzschlussstromdichte j_{sc} und dem Füllfaktor FF ausgedrückt werden (vgl. Abbildung 2.3).

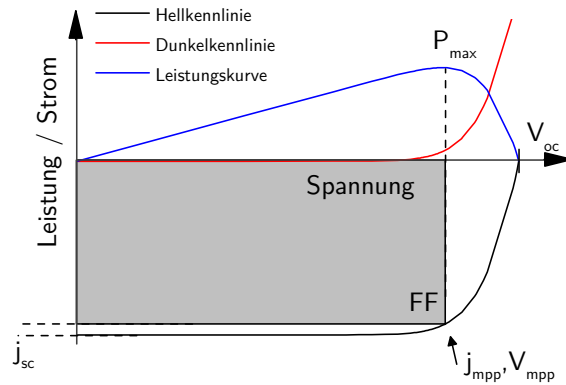


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Dunkelkennlinie (rot), der Hellkennlinie (schwarz) und der Leistungskurve (blau) einer typischen Solarzelle. Die charakteristischen Kenngrößen sind dabei V_{oc} , j_{sc} und FF , wobei j_{mpp} und V_{mpp} über den FF bestimmt sind.

2.2 Rekombinationsverluste

Die im vorangegangenen Abschnitt im Rahmen der FELA angesprochenen Verluste an der Oberfläche ϕ_{rs} und im Volumen ϕ_{rv} werden in diesem Abschnitt mit der - experimentell erschließbaren - Lebensdauer verknüpft und die einzelnen Rekombinationsmechanismen getrennt betrachtet. Weiterführende Literatur findet sich dazu in [13], [19], [14] oder [20]. Die effektive Lebensdauer setzt sich aus einem Teil des Volumens des Wafers und einem Oberflächenanteil zusammen, wobei die Beiträge zum Volumen i in Band-zu-Band Rekombination, Auger- und SRH-Rekombination aufgeschlüsselt werden.

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\tau_{i,wafers}} + \frac{1}{\tau_{surf}} \quad (2.7)$$

Die Lebensdauer τ gibt die mittlere Zeit an, die ein Ladungsträger im angeregten Zustand nach der Generation eines Elektron-Loch-Paares verweilt, bis er wieder rekombiniert. Die Lebensdauer ist dabei immer durch die Dichte der Ladungsträger, die in der Minderheit sind (Minoritäten), limitiert.

$$\tau = \frac{\Delta n}{R} \quad (2.8)$$

R ist dabei eine Funktion von n , p und n_0 , p_0 wobei

$$n = n_0 + \Delta n \quad p = p_0 + \Delta p \quad (2.9)$$

n ist dabei die (Elektronen-)Ladungsträgerkonzentration unter Beleuchtung und setzt sich aus der Ladungsträgerkonzentration im thermodynamischen Gleichgewicht n_0 und Δn zusammen. Dies gilt analog für die Löcherkonzentration p . Da bei der Generation jeweils Elektron-Loch-Paare erzeugt werden gilt i.A. $\Delta n = \Delta p$.

Mit diesem Formalismus lassen sich die Lebensdauern aller Rekombinationsmechanismen, d.h. Band-zu-Band Rekombination, Auger-, SRH- und Oberflächenrekombination über deren jeweilige Raten beschreiben. Schematisch sind die einzelnen Mechanismen in Abbildung 2.4 dargestellt und werden in Volumeneffekte und Oberflächeneffekte getrennt. Die zugehörigen Raten R werden im Folgenden separat erläutert.

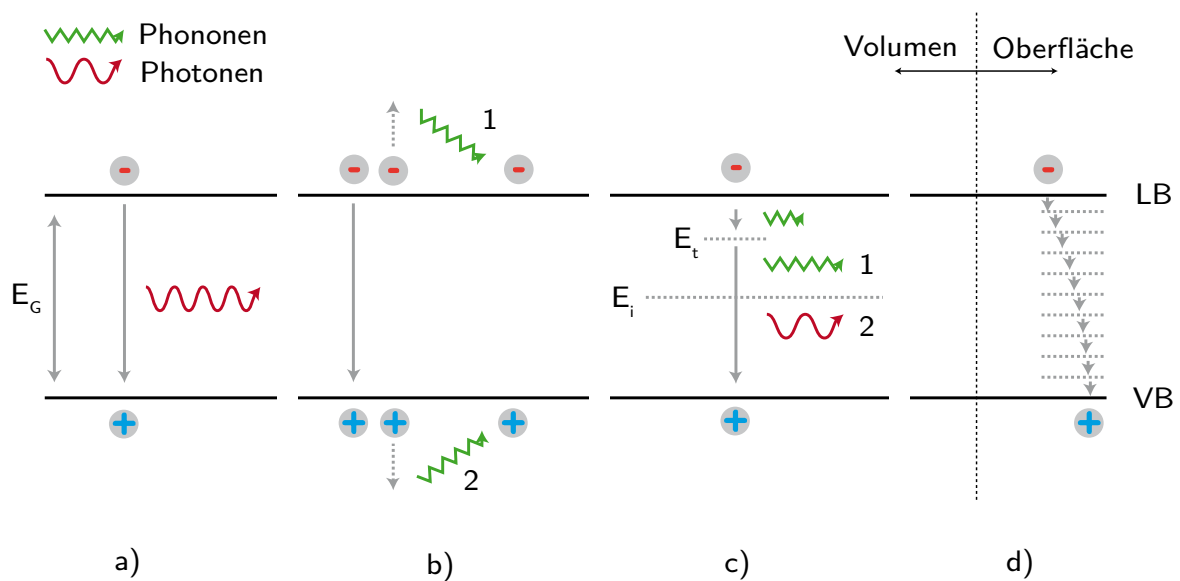


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Rekombinationsmechanismen in Silizium: a) Band-zu-Band Rekombination, b) Auger-Rekombination, c) SRH-Rekombination und d) Oberflächenrekombination.

Volumenrekombination

1/ strahlende Band-zu-Band Rekombination

Bei der Band-zu-Band Rekombination zerfällt ein Elektron-Loch-Paar, indem ein zuvor auf das Leitungsband angeregtes Elektron mit Hilfe eines Phonons mit einem im Valenzband verfügbaren Loch rekombiniert und dabei Licht emittiert. Im Gegensatz zu z.B. GaAs ist die Interaktion mit dem Phonon bei Silizium notwendig, da es ein indirekter Halbleiter ist. Dies führt dazu, dass die strahlende Rekombination für Silizium-Solarzellen – sofern es sich nicht um Konzentratorsolarzellen handelt – nur eine untergeordnete Rolle spielt. Das abgestrahlte Licht besitzt somit die Bandlückenenergie abzüglich der Phononenenergie.

Die Rekombinationsrate für die strahlende Rekombination in Silizium kann mit dem empirischen Faktor $B = 9,5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [21] bestimmt werden zu [22]:

$$R_{str} = B(np - n_0p_0) \quad (2.10)$$

2/ Auger Rekombination

Die Auger-Rekombination ist ein 3-Teilchen-Prozess, bei dem die durch die Rekombination eines Elektron-Loch-Paares frei werdende Energie entweder an ein weiteres Elektron im Leitungsband (Kanal 1, eeh) oder ein tief im Valenzband sitzendes Loch (Kanal 2, ehh) abgegeben wird. Die zusätzlichen Ladungsträger relaxieren daraufhin über das Gitter (Phononen). Über die Einfangquerschnitte $C_n = 2,8 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ und $C_p = 9,9 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ (aus: [23]) bestimmt sich die Rate zu:

$$R_{aug} = C_n(n^2p - n_0^2p_0) + C_p(np^2 - n_0p_0^2) \quad (2.11)$$

Dieses Modell ist insofern unvollständig, da Dotierung und Δn Funktionen der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern sind. Daher wird die Auger-Rekombination auf Grund empirischer Daten parametrisiert (z.B. in [24], [25], [26]). Die bisher aktuellste Anpassung der Parametrisierung findet sich in [27].

3/ SRH-Rekombination

Die SRH-Rekombination ist nach ihren Entdeckern Shockley, Read und Hall [28], [29] benannt und beschreibt einen Rekombinationsmechanismus, der durch Einbringen von Fremdatomen Defektlevel in der Bandlücke erzeugt, über die Elektron-Loch-Paare vorwiegend phononisch (Kanal 1) oder phononisch und optisch (Kanal 2) relaxieren. Der Formalismus macht dabei keine Aussage darüber von welcher Art die Relaxation ist. Damit SRH-Rekombination stattfinden kann, muss sich der Halbleiter außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts befinden, da sich der Zähler in Gleichung (2.12) sonst über das Massenwirkungsgesetz zu null ergibt. Die Rate ist dabei einerseits proportional zur Dotierung und Δn und hängt über den Term $\tau_{i0} = 1/\sigma_i v_{th} N_t$ mit dem Einfangquerschnitt des Defekts σ_i und der Defektdichte N_t zusammen. Je größer der Einfangquerschnitt und je größer die Defektdichte, desto größer ist die Rekombinationsrate. Andererseits wird die energetische Lage des Defekts E_t relativ zur Bandmitte E_i mit n_1 und p_1 berücksichtigt (hier: Boltzmann-Näherung). Je weiter das Defektenergieniveau in der Mitte der Bandlücke liegt, desto größer die Rekombinationsrate.

$$R_{srh} = \frac{np - n_i^2}{(\sigma_p v_{th} N_t)^{-1}(n + n_1) + (\sigma_n v_{th} N_t)^{-1}(p + p_1)} \quad (2.12)$$

Wobei für n_1 und p_1 gilt:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right) \quad (2.13)$$

Zusammengefasst ergeben die drei beschriebenen Effekte die effektive Rekombinationsrate im Volumen des Siliziums. Je nach Δn und Dotierkonzentration verschiebt sich der dominante Rekombinationskanal. Für den Betrieb einer Solarzelle bei einem Δn zwischen 10^{14} - 10^{15} cm^{-3} dominiert in der niedrig dotierten Basis die SRH-Rekombination wohingegen für höher dotierte Bereiche, wie Emitter, BSF oder FSF meist die Auger-Rekombination den ausschlaggebenden Verlustkanal darstellt. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.5 für niedrig dotiertes n-Typ Material (links) sowie in Abhängigkeit der Dotierkonzentration (rechts) grafisch verdeutlicht.

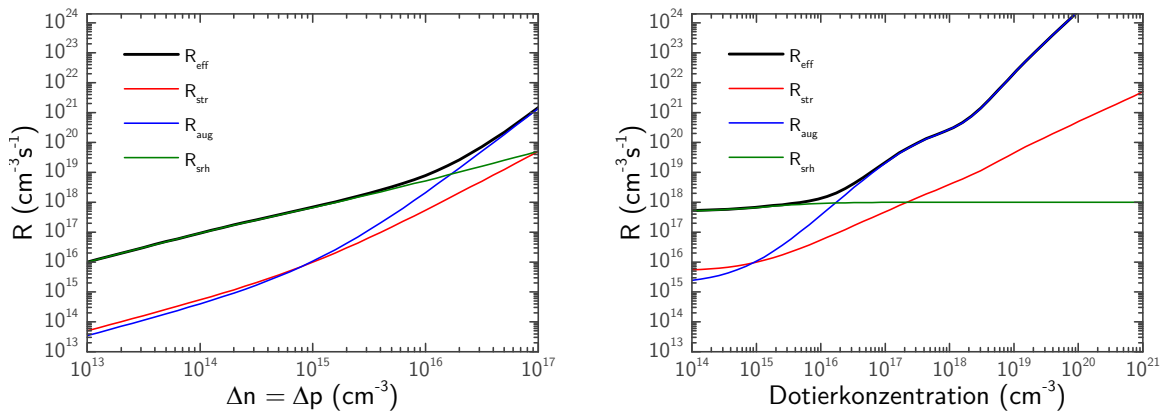


Abbildung 2.5: Links sind die einzelnen Volumenrekombinationsraten in Abhängigkeit der Δn bei einer Basisdotierung von $4,5 \Omega\text{cm}$ (n-Typ, $\tau_{n0,p0} = 1$ ms) dargestellt. Für den Betrieb einer Solarzelle (zwischen 10^{14} und 10^{15} cm^{-3}) dominiert SRH-Rekombination. Wie dem Diagramm rechts zu entnehmen ist, überwiegt für hochdotierte Bereiche im Gegensatz zur Basis (ca. $1 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}) im hoch dotierten Bereich ab $5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} (ausgewertet bei: $\Delta n = 10^{15}$ cm^{-3} , n-Typ) die Auger-Rekombination die anderen Rekombinationsarten um mehrere Größenordnungen (nach [30]).

4/ Oberflächenrekombination

Durch offene Bindungen an der physikalischen Grenze eines Siliziumkristalls werden ebenfalls Defektlevels im Silizium induziert. Die Beschreibung dieser Defekte beruht auf dem erweiterten SRH-Formalismus, bei dem zu berücksichtigen ist, dass die Defektzustände an der Oberfläche quasi ein Kontinuum bilden und über die Defektdichte D_{it} der Oberflächenzustände in die Gleichung eingehen [31]:

$$R_{\text{surf}} = (np - n_i^2) \cdot \int_{E_V}^{E_C} \frac{v_{th} D_{it}(E_t)}{\sigma_p^{-1}(n_s + n_1) + \sigma_n^{-1}(p_s + p_1)} dE_t \quad (2.14)$$

Die Defektdichte sowie die Wirkungsquerschnitte sind dabei experimentell erschließbar, während die Oberflächenkonzentrationen an Löchern p_s und Elektronen n_s nur numerisch bestimmt werden können.

Da die Oberflächenrekombinationsrate im Gegensatz zu den Volumenraten eine Rate pro Fläche ist, wird bei der Oberflächenrekombination eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (kurz: ORG) S definiert:

$$S = \frac{R_{surf}}{\Delta n} \quad (2.15)$$

Für ORGen mit $S \cdot d_{Zelle} \cdot D_n^{-1} < 0,25$ lässt sich Gleichung (2.7) schreiben als [32], [33]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\tau_{i,wafer}} + \frac{2 \cdot S}{d_{Zelle}} \quad (2.16)$$

Wobei d_{Zelle} die Waferdicke und D_n der Diffusionskoeffizient der Löcher in Silizium ist. Betrachtet man eine hochdotierte Schicht lässt sich die ORG über die effektive ORG annähern und es lässt sich an dieser Stelle eine Brücke zwischen Lebensdauer und Sättigungsströmen bauen:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\tau_{i,wafer}} + \frac{2 \cdot j_0(N_{A/D} + \Delta n)}{q d_{Zelle} n_i^2} \quad (2.17)$$

2.3 Dotierte Bereiche in der Solarzelle

In der physikalischen Beschreibung der Eigenschaften von Solarzellen ist es von großem Vorteil, dass der Grundstoff – im Gegensatz zu beispielsweise organischen Solarzellen – nur aus einer Atomsorte, dem Silizium, besteht. Durch die Notwendigkeit der Dotierung bzw. die Unvermeidbarkeit von Einflüssen durch Fremdatome gibt es im Silizium verschiedene Effekte, die dessen elektronische Eigenschaften mehr oder minder stark verändern können. Daher ist in Abbildung 2.6 eine Übersicht über die verschiedenen Modelle in Abhängigkeit der Fremdatomkonzentration dargestellt.

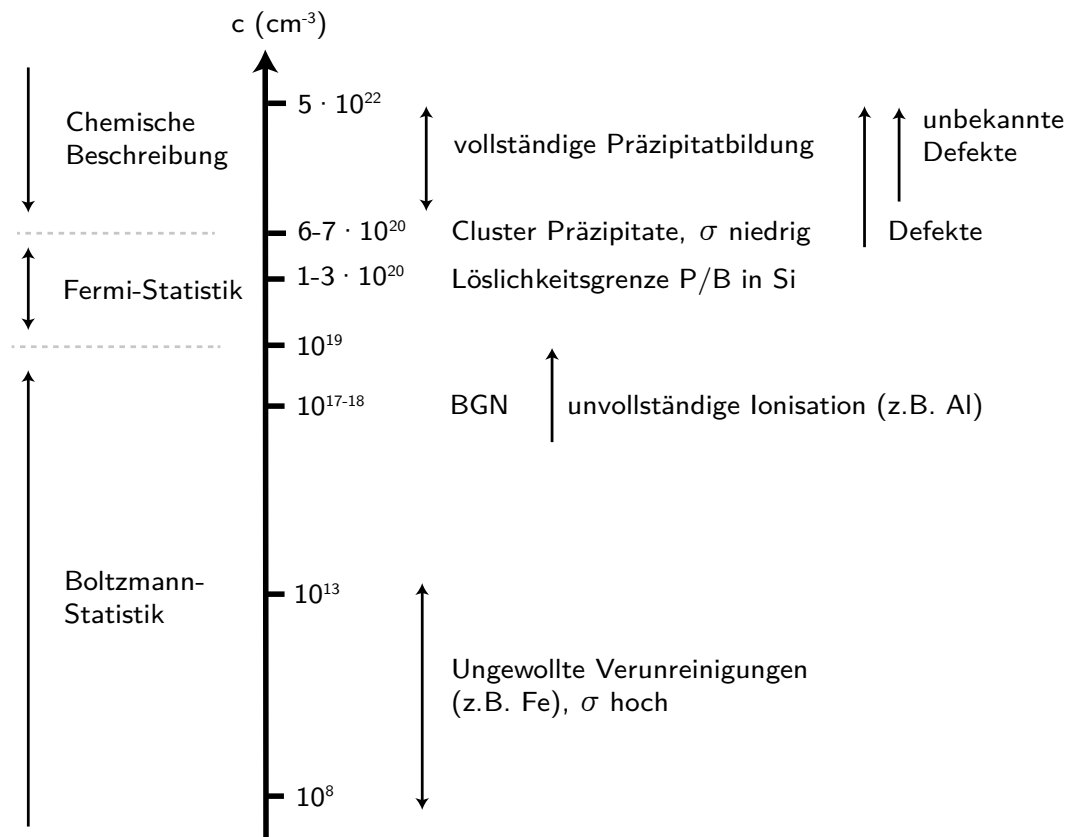


Abbildung 2.6: Schematische Übersicht über die physikalischen und chemischen Eigenschaften von Silizium bei Einbringen von Fremd- bzw. Dotieratomen in Abhängigkeit der Atomkonzentration im Silizium [34].

Bei sehr hohen Konzentrationen an Fremdatomen ist es nicht mehr möglich, die Vorgänge im Silizium physikalisch, d.h. anhand des Bändermodells oder Modifikationen davon zu beschreiben. Die chemische Beschreibung schließt daher den Bereich von ungefähr $7 \cdot 10^{20} - 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ein. Bei einem Fremdatomanteil im Prozentbereich bilden sich je nach Art des Fremdatoms und thermischer Behandlung Präzipitate aus, die mit steigendem Fremdatomanteil in eine vollständige Präzipitatbildung übergehen. Die komplexe Dynamik und Struktur von Defekten in diesem Bereich ist teilweise in der Literatur beschrieben („bekannte Defekte“ vgl. [35], [36], [37], [38], [39]), viele Defekte gelten aber als unbekannt. Damit Präzipitate ausfallen können, muss ein Fremdstoff über seiner Löslichkeitsgrenze in Silizium liegen. Diese liegt für gängige Dotierstoffe wie Phosphor (n-Typ) oder Bor (p-Typ) je nach Temperatur im Bereich von $1 - 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Über dem Bereich von 10^{19} cm^{-3} gilt der Halbleiter als degeneriert [13], d.h. die Dotierkonzentration ist höher als die Zustandsdichte im Leitungsband (n-Typ) oder Valenzband (p-Typ). Für Berechnungen der Löcher- und Elektronenkonzentrationen wird in diesem Fall die Fermi-Statistik verwendet. Für kleinere Konzentrationen kann diese mit der Boltzmann-Statistik approximiert werden. Gleichzeitig muss das bei Konzentrationen von $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ einsetzende *band gap narrowing* (BGN) berücksichtigt werden [40], [41]. Darunter ist das Ausbilden von eigenen Bändern innerhalb der Bandlücke durch den Überlapp der Wellenfunktionen nebeneinanderliegender Dotieratome zu verstehen. Ebenfalls in dieser Größenordnung liegen Defekte durch unvollständige Ionisation,

wie sie z.B. bei Aluminium als Dotierstoff beobachtet werden. Dotierung mit Aluminium führt demnach dazu, dass bis zu einer kritischen Dichte von $1,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nur ein Teil der eingebrachten Atome elektrisch aktiv ist [42; 43].

Niedrige Konzentrationen von Fremdatomen, die nicht für die Dotierung verwendet werden sollen und deren Rekombination daher unerwünscht ist, spielen im *solar-grade* Silizium in Größenordnungen von $10^8 - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ auf Grund ihrer Lage nahe der Mitte der Bandlücke (z.B. Co, Au, Zn, Fe, Cu) eine Rolle [16]. Eisen ist wegen seiner weiten Verbreitung und hohen Diffusivität in Silizium hervorhebend zu nennen.

2.4 Standardsolarzellen und Hocheffizienz solarzellenkonzepte

In diesem Abschnitt soll zunächst herausgearbeitet werden, wie die konventionelle Al-BSF-Solarzelle aufgebaut ist und welche Konzepte zur Verbesserung des Wirkungsgrades mit Hinblick auf deren industrielle Anwendbarkeit existieren. Ausgehend von der konventionellen Al-BSF-Solarzelle werden PERC-, Hetero-, IBC- und Hetero-IBC-Solarzellen hinsichtlich ihrer physikalischen Grenzen und technischen Limitierungen/Herausforderungen verglichen. Ein Überblick über die Konzepte der in Tabelle 1 aufgeführten Leistungsdaten der weltweit effizientesten nicht konzentrierten Solarzellen mit einem p-n-Übergang (Stand 2016) findet sich in Abbildung 2.7. Der schematische Vergleich der jV- und Leistungskurven findet sich in Abbildung 2.8. Der Fokus der Auswahl der Solarzellenkonzepte liegt dabei auf der industriellen Anwendbarkeit.

Tabelle 1: Aktuelle Solarzellenkonzepte und deren Kenngrößen.

Solarzellenkonzept	Von	V_{oc} (mV)	j_{sc} (mAcm ⁻²)	FF (%)	η (%)	Fläche (cm ²)	Quelle
Al-BSF	UKN	643	37,6	80,1	19,4	243	[44]
PERC	Schott Solar ¹	665	39,9	80,5	21,3	243	[45]
PERC	TrinaSolar ²				22,1		[46]
Hetero	Panasonic	750	39,5	83,2	24,7	102	[4]
IBC	Sunpower	726	41,5	82,8	25,0	121	[5]
Hetero-IBC ³	Panasonic	740	41,8	82,7	25,6	143	[47]
Hetero-IBC	Kaneka ²				26,3	180	[48]

¹ Forschung eingestellt, ² Pressemitteilung, ³ *designated illumination area*

Im Bereich der mono-kristallinen Silizium Solarzellen dominiert seit Jahren die Al-BSF-Solarzelle, die einen frontseitigen n-Typ Emitter, eine p-Typ Basis und ein einlegiertes Aluminium-eutektikum mit p⁺-BSF besitzt. Diese Art der Solarzelle ist leicht in großen Stückzahlen anzufertigen und insbesondere durch den einfachen und kostengünstigen Prozessablauf industriell von hoher Relevanz. Durch Einfügen zusätzlicher Prozessschritte (z.B. selektiver Emitter) konnte der Wirkungsgrad in den letzten Jahren zwar weiter erhöht werden, ist jedoch durch physikalische Limitierung auf unter 20% begrenzt. Gründe dafür sind die Abschattung

an der Vorderseite, die fehlende Rückseitenpassivierung und die im Vergleich zu Boremittern hohen Rekombinationsströme im Al-BSF. Außerdem tritt beim Feuern auf Grund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Aluminium und Silizium eine Verspannung (*bow*) der Solarzelle auf, die durch einen zusätzlichen Prozessschritt wieder ausgeglichen werden kann.

Eine Weiterentwicklung der, als konventionell bezeichneten, Solarzelle ist die PERC-Solarzelle (Abbildung 2.7 a, *passivated emitter rear contact*) oder Modifikationen davon (z.B. PERT oder PERL), die durch einfache und ebenfalls kostengünstige Anpassung der Prozessschritte einen Wirkungsgrad von bis zu 22% aufweisen kann [46]. Von industrieller Seite löst dieser Solarzellentyp sukzessive die vorangegangene Generation konventioneller Al-BSF-Solarzellen ab, da für die meisten der Prozesse baugleiche Anlagen verwendet werden können, und nur für einen geringen Teil der Produktionsstraße (z.B. Laser, PECVD) neue Investitionen getätigt werden müssen. Die Struktur ist ähnlich den konventionellen Solarzellen mit p-Typ Basis und n-Typ Emitter gewählt, jedoch ist die Rückseite mit einem Dielektrikum passiviert und nur lokal kontaktiert (ggf. auch mit ganzflächigem diffundierten BSF, genannt PERT-Struktur). Da für den Metallkontakt aus kommerziell erhältlichen Pasten eine Fläche um 2% der Gesamtfläche für einen guten Kontakt ausreicht, ist neben der geringeren Oberflächen-Rekombination vorwiegend der niedrigere Sättigungsstrom der passivierten gegenüber den Al-BSF-Bereichen von Vorteil. Ursache der hohen Sättigungsströme bei Al-BSF-Solarzellen ist das vergleichsweise tiefe BSF, das als Schirm für die nicht passivierte Rückseite nötig ist, des Weiteren existieren defektreiche AIO-Komplexe in Cz-Silizium [49], die ebenfalls zu einer Erhöhung des Sättigungsstromes führen können. Aus genannten Gründen verspricht daher das PERC-Solarzellenkonzept höhere Kurzschlussströme und offene Klemmenspannungen als die Al-BSF-Solarzelle.

Im Vergleich dazu erreichen die Hetero-Solarzellen (Abbildung 2.7 b) die höchsten gemessenen Spannungen mit bis zu 750 mV, die durch den verwendeten Halbleiter-Heteroübergang zwischen amorphem und kristallinem Silizium erreicht werden können. Die Hetero-Solarzellen zeichnen sich zum einen dadurch aus, dass bei der Herstellung maximal Temperaturen von ca. 300°C erlaubt sind, was aus industrieller Sicht einen Vorteil des Energieverbrauchs verspricht. Gleichzeitig ist die Struktur deutlich komplizierter herzustellen und es werden dafür transparente leitfähige Oxide (TCOs, *transparent conductive oxides*) und dotierte amorphe Siliziumschichten benötigt. Die klassische Hetero-Solarzelle besitzt ein TCO (meist ITO/Indium-Zinn-Oxid oder AZO/Aluminium-Zink-Oxid) auf der Vorderseite, um die Querleitfähigkeit des darunterliegenden (p)-aSi-Emitters zu gewährleisten. Die Oberfläche an Vorder- und Rückseite der n-Typ-Basis ist mit einem dünnen (i)-aSi beschichtet, das für sehr niedrige ORG sorgt. Die Rückseite wiederum ist mit einem (n)-aSi, einem TCO und einem ganzflächigen Metall versehen (vgl. [50]). Nachteilig sind die parasitäre Absorption im TCO durch FCA und die erhöhte Absorption im Emitter, die auf Grund der niedrigen Lebensdauer im Emitter nicht optimal genutzt werden kann, zu nennen. Gleichzeitig müssen die einzelnen

Schichten sehr gut aufeinander abgestimmt und großflächig nanometergenau aufgebracht werden.

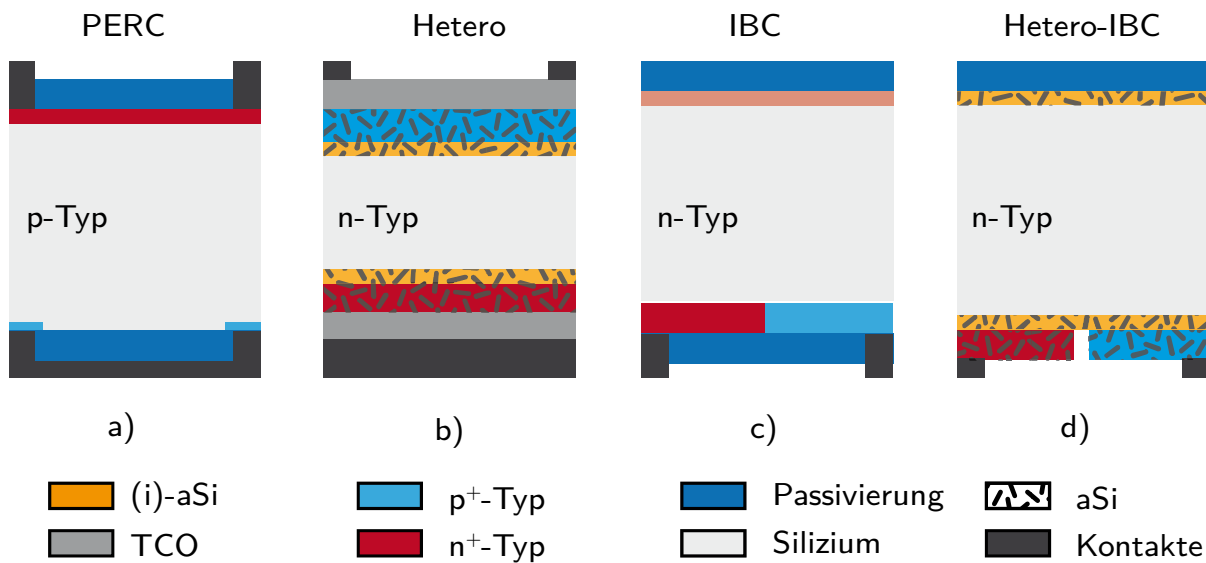


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung a) PERC-Solarzelle, b) Hetero-Solarzelle, c) IBC-Solarzelle, d) Hetero-IBC-Solarzelle.

Die Spitzenreiter bei den erreichbaren Stromdichten sind die BCBJ-Solarzellen (*back contact back junction*), deren Spezialfall, die IBC (*interdigitated-back-contact*)-Solarzelle (Abbildung 2.7 c), im Rahmen dieser Arbeit eingehend untersucht wird. Im Gegensatz zu den beiden bisher vorgestellten Konzepten verzichten die BCBJ-Solarzellenkonzept auf frontseitige Kontakte und operieren stattdessen mit getrennten p- und n-Bereichen sowie Kontakten auf der sonnenabgewandten Rückseite der Solarzelle. Dies führt primär dazu, dass der Verzicht auf Abschattung zu einem Stromgewinn von 1 – 2 mA/cm² auf bis zu 41,5 mA/cm² führt. Durch Optimierung dieses Konzepts ist es der Firma Sunpower 2014 weltweit erstmals gelungen, einen Wirkungsgrad von über 25% auf einer Fläche von 121 cm² zu erreichen [5]. Die Vorderseite der Solarzelle wird dabei möglichst gut passiviert und meist mit einem FSF versehen, die Basis ist n-dotiert. Dies ermöglicht gegenüber p-Dotierung wesentlich höhere Lebensdauern und Diffusionslängen, die in diesem Solarzellenkonzept vonnöten sind, um den p-n-Übergang an der Rückseite der Zelle zu erreichen. Bei IBC-Solarzellen sind die p-n-Bereiche auf der Rückseite meist streifenförmig angeordnet und lokal kontaktiert, in der Literatur finden sich auch kreisförmige Strukturen, wie von Swanson *et al.* [51] vorgeschlagen, jeweils mit hoher oder niedriger Emitterbedeckungsfläche. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf streifenförmig angeordneten Emitter- und Basisbereichen (IBC), da diese vergleichsweise einfacher zu simulieren sind (2D) und bei der Herstellung einen Freiheitsgrad weniger bei der Ausrichtgenauigkeit verschiedener Prozessschritte aufeinander benötigen. Zum Erzeugen der p-n-Bereiche werden meist zwei ganzflächige Diffusionen kombiniert mit aufwändiger Strukturierung (z.B. Photolithografie [52; 53]) verwendet. Als Alternative sind in der Literatur lokale Dotierungen durch Ionenimplantation bekannt [54]. Ionenimplantation hat allerdings den Nachteil, dass der Schaden durch das Ionenbombardement in einem darauffolgenden

Prozessschritt ausgeheilt werden muss und der Durchsatz pro Ionenquelle sehr gering ist. Selbst unter Berücksichtigung künftiger Skaleneffekte wird sich durch die Verwendung von Ionenimplantation in der Zukunft wahrscheinlich kein Kostenvorteil bei sinkenden Material- und Modulkosten gegenüber anderen Solarzellenkonzepten einstellen.

Weitere zukunftsweisende, da kostengünstige Möglichkeiten der lokalen Dotierung sind strukturierte mit Dotierstoff angereicherte CVD-Schichten (z.B. über Masken oder Laserprozesse) oder Aufbringung von Dotiermedien über Tintenstrahldruck (Tinten) oder Siebdruck (Pasten). Die Analyse der borhaltigen Tintenstrahldruck-Dotiertinten ist neben der Simulation und Entwicklung der IBC-Solarzellen ein zentrales Element dieser Arbeit.

Um das gesamte Potential der Rückkontaktsolarzellen beschreiben zu können, sei an dieser Stelle auf die Hetero-IBC-Solarzellen verwiesen. Dieses Solarzellenkonzept kombiniert die Vorteile der BCBJ-Solarzelle (hohe Stromdichte) mit denen der Heterosolarzelle (hohe Spannung) und liefert aus physikalischer Sicht das höchste Potential aller nicht konzentrierten kristallinen Si-Solarzellen (vgl. Abbildung 2.8). Dass die ohnehin schwer homogen herzustellenden amorphen p- und n-Bereiche bei diesem Konzept zusätzlich strukturiert werden müssen, erhöht den Aufwand bzw. erschwert die Prozesskontrolle erheblich.

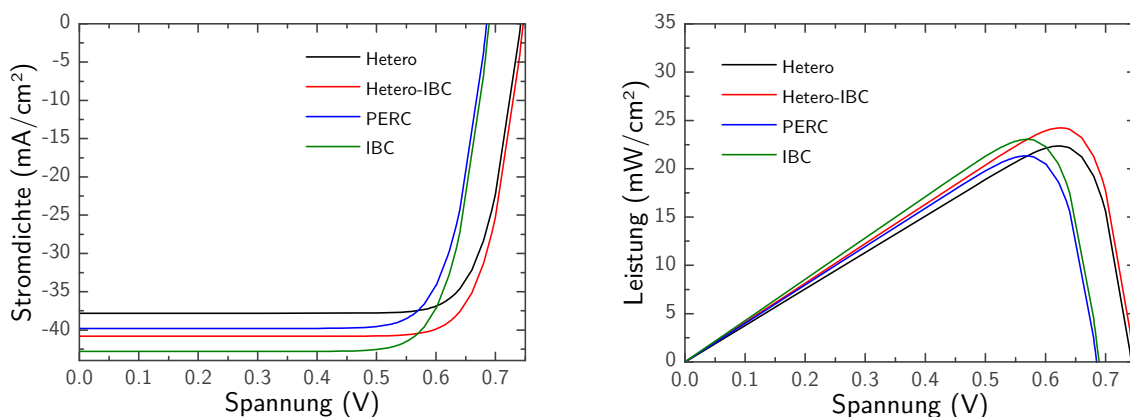


Abbildung 2.8: Links: verschiedene jV-Kurven aktueller Solarzellenkonzepte (schematisch). Rechts sind die jeweils zugehörigen Leistungskurven abgebildet.

Nichtsdestotrotz ist es der Firma Panasonic und der Firma Kaneka gelungen, mit diesem Solarzellenkonzept den von Green *et al.* lange Zeit gehaltenen Weltrekord zu überbieten ([47; 48] bzw. [55]). Bisher existieren nach Kenntnis des Autors allerdings keine Veröffentlichungen dazu, wie ein solches Konzept durch eine einfache bzw. kostengünstige Prozessführung zu realisieren ist.

Zusammengefasst werden in diesem Abschnitt verschiedene Solarzellenkonzepte und ihre Eigenschaften vorgestellt und erklärt, welche Vorteile Rückkontaktsolarzellen generell bieten. Unter Ausnutzung dieser liegt der Fokus dieser Arbeit darauf, Wege und Mittel zu erforschen, IBC-Solarzellen möglichst ohne umständliche Strukturierung herzustellen. Als Basis für diese Untersuchungen finden sich im dritten Kapitel zunächst detaillierte Erläuterungen zur Funktionsweise der IBC-Solarzelle anhand von Simulationen über die elektronischen und

geometrischen Eigenschaften einer IBC-Solarzelle. Darauf aufbauend wird gezeigt, welche Vorteile ein Multi-Busbar-Konzept für die Verschaltung mit sich bringt.

3 Eigenschaften von IBC-Solarzellen

Die am Ende von Kapitel 2 vorgestellte IBC-Solarzelle wird in diesem Kapitel auf die bauartbedingten Besonderheiten hin mit Hilfe der finiten Elemente Simulationssoftware Sentaurus der Firma Synopsys analysiert. Zunächst wird im folgenden Kapitel die Einheitszelle auf ihre Abhängigkeiten hin untersucht, dies mit den Ergebnissen anderen Arbeitsgruppen verglichen und eine Verlustanalyse mittels FELA durchgeführt. Zu den Abhängigkeiten zählen geometrische Parameter, d.h. die Dicke der Solarzelle, der Emitteranteil an der Rückseite und die Größe der Einheitszelle. Diese geometrischen Einflüsse sind wiederum mit den elektronischen Eigenschaften der Zelle verknüpft. Explizite Parameter sind dabei die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten der Vorderseite, Rückseite und Emitter, die Lebensdauer im Volumen, der Basiswiderstand, das FSF (*front surface field*) und ggf. weitere Rekombinationskanäle, auf die insbesondere in Kapitel 6 genauer eingegangen wird. Im Weiteren wird auf die Verluste, die durch randseitige Busbars in einem IBC-Solarzellenkonzept hervorgerufen werden können, eingegangen und daraus ein Lösungsvorschlag motiviert, wie eine Multi-Busbar-IBC-Solarzelle aussehen kann und wie sie im Rahmen dieser Arbeit experimentell umgesetzt wird.

3.1 Simulation mit Synopsys Sentaurus

Neben PC1D, FlexPDE, COMSOL multiphysics und Silvaco ATLAS ist Sentaurus der Firma Synopsys die in der Photovoltaik meistgenutzte Simulationssoftware, wobei Sentaurus wie ATLAS allgemein auf Halbleiterbauelemente spezialisiert ist. Sentaurus hat dabei gegenüber PC1D oder PC2D den Vorteil, dass Bauelemente in dreidimensionalen Strukturen möglich sind und die Fermi-Dirac-Statistik, die bei Dotierkonzentrationen $> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (degenerierter Halbleiter, d.h. die Zahl der besetzbaren Zustände entspricht ungefähr der Zahl der freien Ladungsträger) der Boltzmann-Statistik vorzuziehen ist, als Berechnungsgrundlage gewählt werden kann. (s. [13], S. 19).

Die finite Elemente Simulation ist in Sentaurus so aufgebaut, dass ein vorher definiertes Halbleiterbauelement (bei sich wiederholenden Strukturen die Einheitszelle) von einem Gitter (*mesh*), mit bis zu 180.000 Knotenpunkten durchsetzt wird, wobei für jeden Knotenpunkt ein Satz aus den drei für die Halbleiterphysik grundlegenden gekoppelten nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen gelöst werden muss.

Zum einen ist dies die zeitunabhängige Poisson-Gleichung [13] bzw. [56]:

$$\nabla(-\varepsilon\nabla\psi) = q(n - p + N_A - N_D) \quad (3.1)$$

Dabei sind ϵ die dielektrische Funktion, ψ das elektrische Potential, q die Elementarladung, n und p die Ladungsträgerdichten der Elektronen respektive der Löcher und N_A und N_D die Akzeptoren- bzw. Donatorenkonzentrationen.

Zum anderen sind dies die beiden Kontinuitätsgleichungen für Löcher und Elektronen [13] bzw. [57]:

$$-\frac{1}{q}\nabla\vec{j}_i = R_i - G_i + \frac{\partial i}{\partial t}, \quad \forall i = n, p \quad (3.2)$$

\vec{j}_i ist die Stromdichte, R_i die Rekombinations- und G_i die Generationsrate für jeweils Elektronen oder Löcher.

Damit jeder Knotenpunkt nur von den drei Variablen p , n und ψ abhängt, wird für \vec{j}_i die Drift-Diffusions-Näherung verwendet und in die Kontinuitätsgleichung für die Stromdichten eingesetzt [13] bzw. [58]:

$$\frac{1}{q}\vec{j}_i = i\mu_i\nabla\psi \pm D_i\nabla i, \quad \forall i = n, p \quad (3.3)$$

Zur Lösung des Satzes an Differentialgleichungen wird in Sentaurus der PARDISO *solver* verwendet, der die DGLen gekoppelt mit Hilfe des Newton Verfahrens löst [59]. Liegen die – grundlegend erst einmal unbekannt – Startwerte für die Lösung zu weit von der globalen Lösung entfernt, was insbesondere bei dreidimensionalen Problemen der Fall sein kann, divergiert der Fehler in der Simulation. Um dies zu vermeiden können zunächst die Gleichungen einzeln gelöst werden, um daraus bessere Startwerte für die gekoppelte Lösung zu finden (Gummel Iteration [59]). Konvergiert auch diese Vorgehensweise nicht, gilt es das Gitter weiter anzupassen, indem bei lokalen Bereichen im Bauelement (z.B. dem p-n-Übergang), bei denen hohe Gradienten für p , n und ψ von einem zum nächsten Knotenpunkt erwartet werden, die maximal zulässige Gitterkonstante in der Sentaurus Simulation verkleinert wird.

Für die Simulation der IBC-Solarzellen werden in dieser Arbeit Module zur FELA und RELA [10] sowie zur Berechnung des pseudo-Füllfaktors, die im Rahmen der Veröffentlichungen ([60], [61], [62], [18]) von Micard *et al.* entwickelt wurden, implementiert.

Der folgende Abschnitt gibt eine Übersicht darüber, welche physikalischen Modelle zur Beschreibung des Siliziums und welche gemessenen Größen für die Simulationen verwendet werden. Für Silizium wird als Modell für die Auger- und strahlende Rekombination die in der Photovoltaik aktuelle Parametrisierung von Richter *et al.* [27] verwendet. Das BGN wird nach Schenk [40] berücksichtigt und in diesem Zusammenhang wird eine Korrektur der intrinsischen Elektronenkonzentration n_i nach [63] vorgenommen.

Die Dotierung des FSF, des zurückgeätzten und kontaktierten BSF, des Emitters und der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten auf der Vorderseite, auf dem Emitter und dem

BSF sowie die Basisdotierung sind so gewählt, dass sie gemessenen Werten entsprechen. Die optische Generation geht von einer Frontseitentextur mit zufälliger Pyramidengröße aus und kann mit Hilfe von Raytracing-Programmen berechnet werden (z.B. Sunrays [64] oder OPAL2 [65]).

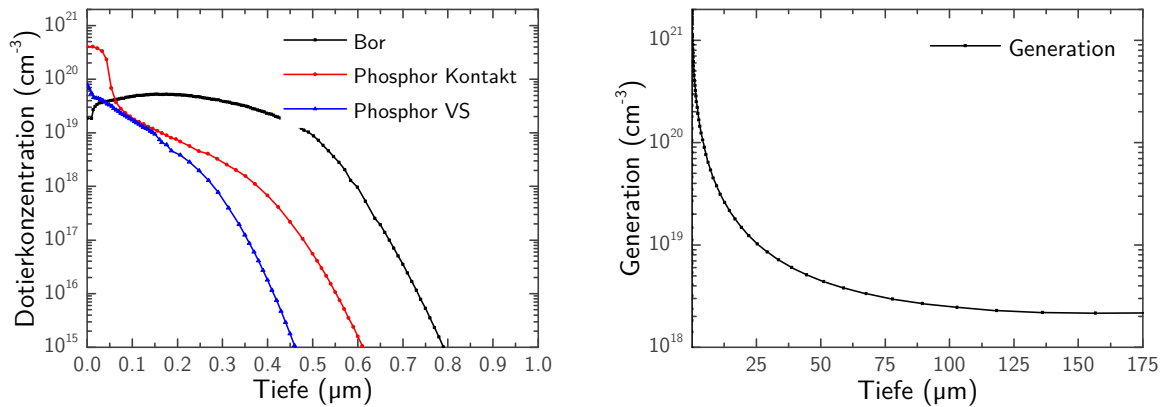


Abbildung 3.1: Links sind die verwendeten Standardprofile für den rückseitigen Boremitter, das Phosphorprofil unter dem Kontakt und die zurückgeätzten Profile auf der Vorderseite und dem niedrig dotierten Bereich auf der Rückseite der Solarzelle abgebildet. Rechts ist das verwendete Generationsprofil bei einer Dicke der Solarzelle von $180 \mu\text{m}$ dargestellt.

Ein Überblick über die in allen - soweit nicht anders angegeben - Simulationen dieser Arbeit verwendeten Standardwerte wird in Tabelle 2 gegeben. Die Schichtwiderstände sind aus ECV-Daten nach dem Modell von Klaassen [66] berechnet. Dabei ist zu beachten, dass der Schichtwiderstand bei n-n⁺⁺-Übergängen signifikant niedrigere Werte bei einer 4PP-Messung ausgibt, da ein Teil des Volumens zur Leitfähigkeit beiträgt. Die Basisdotierung und die Basislebensdauer nach der Diffusion und dem Feuerschritt sind auf Wafern aus dem mittleren bis hinteren Teil (nach Ziehrichtung) des verwendeten Cz-Ingots gemessen. Die Dotierkonzentration reduziert sich im Verlauf des Ingots zunehmend, die Basislebensdauer ist im oberen Teil des Ingots durch Sauerstoffeinlagerung limitiert und erreicht daher die höchsten Werte ungefähr in der Mitte des Ingots. Unter anderen Prozessparametern und Kristallzuchtanlagen ergeben sich ggf. abweichende Ergebnisse.

Tabelle 2: Übersicht über die Standardwerte der Sentaurus Simulationen.

Parameter	Größe	Einheit	Parameter	Größe	Einheit
S_{front} Vorderseite	10^3	cms^{-1}	d_{Zelle} Waferdicke	180	μm
S_{emi} p-Bereich	10^4	cms^{-1}	W_{Zelle} Länge Einheitszelle	1,75	mm
S_{BSF} n-Bereich	$3,2 \cdot 10^4$	cms^{-1}	Emitteranteil α	0,77	-
S_{cp} p-Kontakt	$2 \cdot 10^7$	cms^{-1}	τ_{Wafer} Volumenlebensdauer	10	ms
S_{cn} n-Kontakt	$2 \cdot 10^7$	cms^{-1}	ρ_{Basis} Basisdotierung	3,7	Ωcm
R_{verteilt} p-Kontakt	$4,5 \cdot 10^{-3}$	Ωcm^2	R_{emi} p ⁺ -Emitter	63	Ω/sq
R_{verteilt} n-Kontakt	$0,5 \cdot 10^{-3}$	Ωcm^2	R_{FSF} n ⁺ -FSF	130	Ω/sq
R_{Finger} p-Kontakt	$7 \cdot 10^{-3}$	Ωcm^{-1}	R_{BSF} n ⁺⁺ -Kontakt	53	Ω/sq
R_{Finger} n-Kontakt	$5 \cdot 10^{-3}$	Ωcm^{-1}	Lücke zwischen p ⁺ und n ⁺	ja	-

Schematisch sind die einzelnen Größen der Geometrie der Einheitszelle in Abbildung 3.2 zugeordnet.

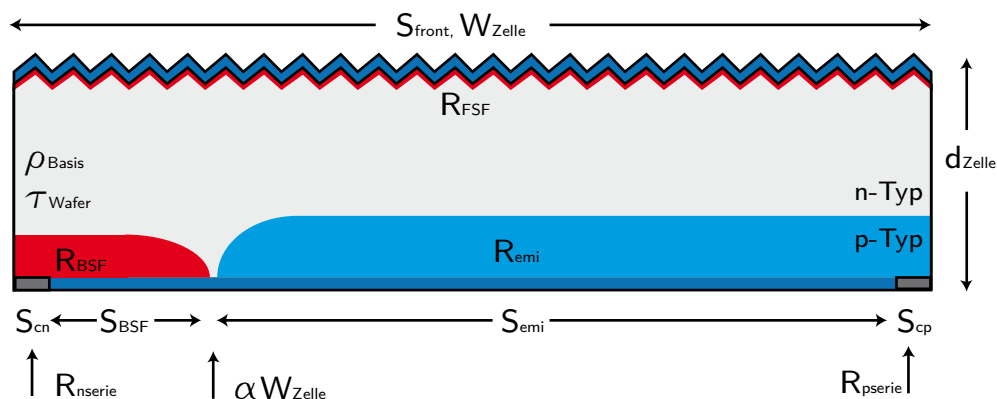


Abbildung 3.2: Schematischer Überblick über die Einheitszelle einer IBC-Solarzelle mit den für die Simulation relevanten Parametern. R_{serie} teilt sich dabei in den verteilten Serienwiderstand am Kontakt und den Fingerwiderstand auf. Zwischen dem BSF und Emitter befindet sich eine intrinsisch dotierte Lücke von mehreren Mikrometern.

Da für die Eigenschaften des Emitters, BSF und FSF jeweils die Dotierprofile und die zugehörigen ORGen angegeben sind, während die durch Messung erschließbare Größe aber der j_0 -Wert ist, kann dieser aus der Simulation berechnet werden. Dazu werden die Verlustströme i durch Oberflächen-, Auger-, und SRH-Rekombination unter j_{sc} - und V_{oc} -Bedingung voneinander subtrahiert und j_0 über die Diodengleichung einer idealen Solarzelle (3.4) nach [67] berechnet:

$$j_0 = \left(\sum_{i=1}^3 (j_{i,V_{\text{oc}}} - j_{i,V=0}) \right) \cdot \left(e^{-\frac{V_{\text{oc}}}{V_T}} - 1 \right) \quad (3.4)$$

Wobei $V_T = k_B T / q$ die thermische Spannung bei Raumtemperatur ist. Die j_0 -Werte für die Standardparameter können Tabelle 3 entnommen werden.

Tabelle 3: Berechnete j_0 -Werte für die Standardparameter.

Parameter	Größe	Einheit
j_0 Emitter	124	fAcm ⁻²
j_0 Emitter Kontakt	572	fAcm ⁻²
j_0 BSF	127	fAcm ⁻²
j_0 BSF Kontakt	330	fAcm ⁻²
j_0 FSF	25	fAcm ⁻²

3.1.1 FELA und Simulation

Die FELA ist ein mächtiges Instrument bei der Analyse von Solarzellenkonzepten. Mit Hilfe der Sentauros-Simulation, die die Berechnung auf Basis von p , n und ψ ausführt, können die

für die FELA nötigen Parameter ψ und $E_{f_n,p}$ (die quasi-Ferminiveaus für Löcher und Elektronen), berechnet werden (s. Abschnitt 2.1).

Der große Vorteil der FELA ist, dass rekombinatorische Verluste und Transportverluste der Ladungsträger in einer Theorie dargestellt werden können. Damit lassen sich Aussagen über die verschiedenen Verlustkanäle einer Solarzelle in einem prozentualen Wirkungsgradverlust gemessen am maximal möglichen Wirkungsgrad darstellen. Zusätzlich können mit Hilfe von Sentaurus Visual das Vektor- oder Skalarfelder verschiedener Parameter (z.B. SRH-Rekombination) dargestellt werden und damit die quantitativen Ergebnisse der FELA unterstützen.

3.2 Geometrische und elektrische Einflussfaktoren

Durch die besondere Kontaktgeometrie der IBC-Solarzellen auf ihrer sonnenabgewandten Seite ergeben sich gegenüber konventionellen Solarzellen spezielle Anforderungen an das Design. Diese werden in den folgenden beiden Abschnitten in geometrische und elektrische Faktoren aufgeteilt.

3.2.1 Geometrische Variation der Einheitszelle

Jeweils ausgehend von den Standardparametern (Tabelle 2) werden in diesem Abschnitt die Einflüsse der Größen Volumenlebensdauer, Basiswiderstand, der ORG an der Vorder- und den verschiedenen Rückseitenbereichen sowie des Emitteranteils an der Rückseite α und der Einheitszellenbreite W_{Zelle} (*pitch*) analysiert.

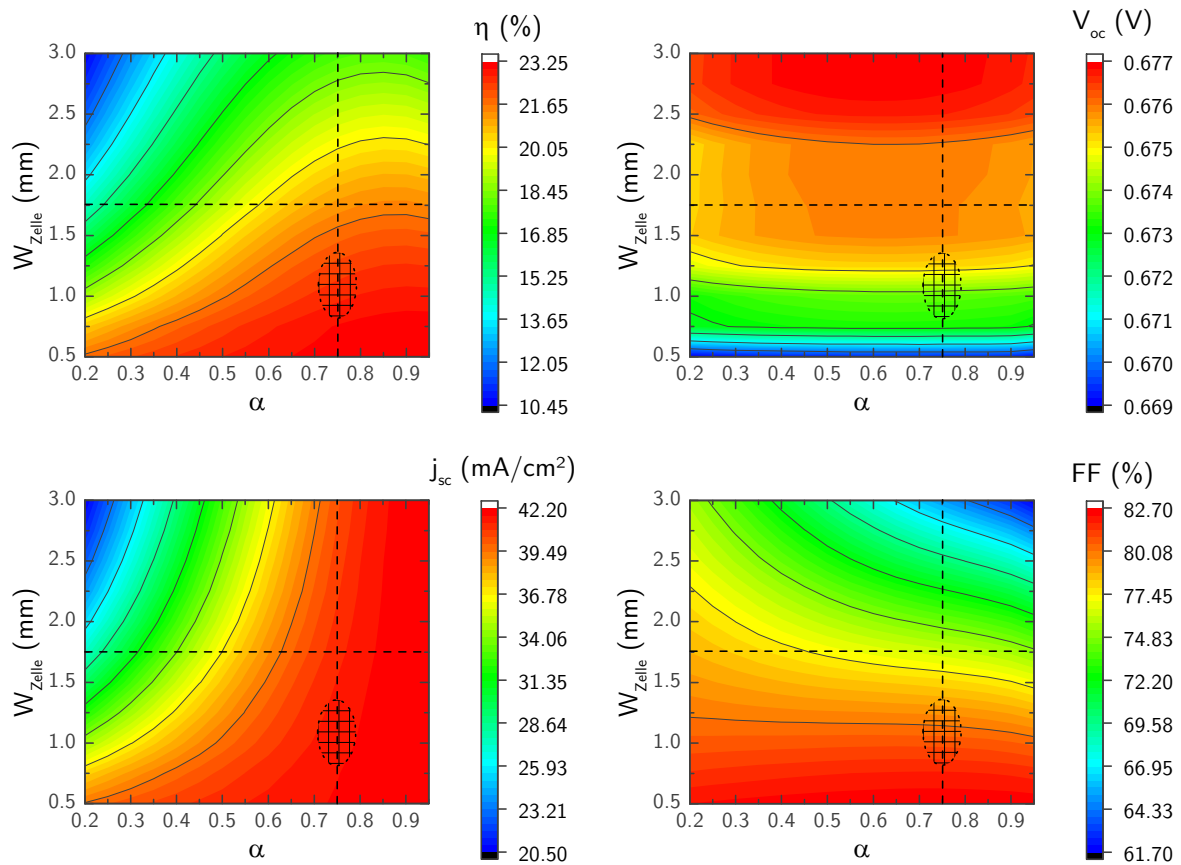


Abbildung 3.3: Abgebildet ist der Einfluss variabler Emitteranteile und Gesamtbreiten der Einheitszellen auf den Wirkungsgrad (links oben), die offene Klemmspannung V_{oc} (rechts oben), die Kurzschlussstromdichte j_{sc} (links unten) und den Füllfaktor (rechts unten). Die schwarzen Karos markieren den Parameterraum hergestellter Solarzellen, die Auflösung beträgt in x-Richtung 250 μm , in y-Richtung 0,05.

Abbildung 3.3 (links oben) zeigt zunächst die Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom Emitteranteil α und der Länge der Einheitszelle W_{Zelle} . Die Veröffentlichung von Kluska *et al.*, die als Optimum je nach Basisdotierung um 80% Emitterbedeckungsfläche bei einer W_{Zelle} von 1 – 1,5 mm liegt [68] kann dabei durch diese Simulation als bestätigt angesehen werden. Das theoretische Optimum für den Wirkungsgrad für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen ist eine möglichst kleine Einheitszelle bei maximalem Bedeckungsgrad (vgl. „buried emitter“ IBC [69]), was einer Solarzelle mit ganzflächigem rückseitigem Emitter, jedoch ohne Frontkontakte, entspricht. Da jedoch beide Polaritäten endlichen Platz auf der Rückseite benötigen, ist es auf Grund von physikalischen (Serienwiderstandseffekte, Kapitel 4) und technischen Grenzen (Ausrichtgenauigkeit in der Serienfertigung) unabdinglich, sich hin zu höheren BSF-Längen und W_{Zelle} zu orientieren.

Um zu erfahren, welche physikalischen Vorgänge die Effizienz in diesen Bereichen limitiert, ist es von großem Nutzen, zunächst die Abhängigkeiten auf die Kennzahlen der jV-Kennlinie zu untersuchen. Diese werden im Weiteren mit Hilfe der FELA-Analyse in die einzelnen Verlustkanäle getrennt und schließlich wird anhand der orts aufgelösten Ausgabeparameter der Simulation (z.B. lokale Ladungsträgerdichten) erklärt, wie diese Verlustkanäle entstehen.

Die Verteilung der offenen Klemmenspannung V_{oc} (Abbildung 3.3 rechts oben) verhält sich weitgehend invariant gegenüber Änderungen des Emitteranteils. Dies liegt daran, dass die j_0 -Werte für Emitter und BSF fast identisch sind. Die Breite der Einheitszelle wirkt positiv auf V_{oc} , da die Kontaktfläche (schlechte Passivierung) der beiden Elektroden auf der Rückseite anteilig an der Gesamtbreite zunehmend kleiner wird.

Auf die Stromdichte j_{sc} (Abbildung 3.3 links unten) haben beide Größen einen maßgeblichen Einfluss. Die Stromdichte nimmt dabei zu kleineren Emitteranteilen und größeren Breiten der Einheitszelle stark ab. Wie in Abschnitt 2.4 bereits erläutert, ist der große Vorteil der BC-BJ-Solarzellen die hohe Stromdichte. Die Simulation verdeutlicht, dass sich diese für größere Einheitszellen nur bei hohem Emitteranteil erzielen lassen. Da v.a. bei der industriellen Herstellung dieser Solarzellen meist technische Gegebenheiten die Freiheitsgrade bei der Wahl der Emitter- und Einheitszellen-Breiten limitierend sind, ist es bei der Wahl der Strukturgrößen für die Stromdichte von Vorteil, sich über 70% Emitteranteil zu orientieren.

Dieser Bereich verkleinert sich jedoch deutlich, wenn der Einfluss des Füllfaktors (Abbildung 3.3 rechts unten) berücksichtigt wird. Dieser nimmt von über 82% bei kleinen W_{Zelle} bis auf knapp 60% zu großen W_{Zelle} hin ab, wobei der Gradient bei höheren Emitteranteilen stärker ist. Prinzipiell wird ein Maximum des Füllfaktors erreicht, indem sich die p- und n-Bereiche bei möglichst kurzen Abständen abwechseln. Das hat sehr kurze Wege und somit geringen Widerstand und Rekombinationsverluste für alle Ladungsträger zur Folge und ist nur durch die technische Realisierbarkeit begrenzt (in dieser Arbeit durch die Druckbarkeit der Tinte und die Ausrichtgenauigkeit bei der Metallisierung). Für hohe Einheitsbreiten kommt die begrenzte Leitfähigkeit des Emitters zum Tragen. Gegenüber der Basis hat der Emitter nur einen begrenzten Querschnitt (~ 600 nm Tiefe) und bei höheren Stromdichten, die sich aus der größeren Einsammelfläche bei höheren Breiten der Einheitszelle ergeben, reduziert dieser Effekt den Füllfaktor.

Um diese Aussage zu verifizieren ist in Abbildung 3.4 eine in Komponenten aufgeschlüsselte FELA am Punkt maximaler Leistung in Abhängigkeit der Einheitsbreite dargestellt. Dies entspricht einer Parallele zur y-Achse wie sie Abbildung 3.3 gestrichelt eingezeichnet ist ($\alpha = \text{konst.}$). Es zeigt sich, dass der Abfall des maximal möglichen Wirkungsgrades vorwiegend durch Joule'sche Verluste der Elektronen (Φ_{te}) bzw. Löcher (Φ_{th}) getrieben ist und zwar jeweils dominiert durch die Majoritäten. Dadurch lässt sich der Effekt des erhöhten Widerstands der Löcher im Emitter und der Elektronen im Wafer als Wärmeverlust erklären. Zwar findet an der Rückseite der Solarzelle anteilig viel weniger Generation als an der Vorderseite statt, dennoch führt der bei konstantem α länger werdende Emitter zu mehr Generation im Emitter. Daraus resultiert einerseits eine erhöhte Rekombination an dessen Oberfläche (Φ_{rs}) und wenn die Elektronen (Minoritäten) nicht an der Oberfläche verloren gehen, annihiliert ein Teil der Elektronen und Löcher mittels Auger-Rekombination auf Grund der hohen (Bor-)Dotierkonzentration im Emitter. Durch Erhöhen der Einsammelfläche steigt der maximale Stromfluss durch die beiden Kontakte, was den Leistungsverlust am Finger

erhöht. Der Transportverlust der Minoritäten im Wafer fällt konstant aus, ist jedoch bei sehr kleinen W_{Zelle} anteilig der größte Verlustfaktor.

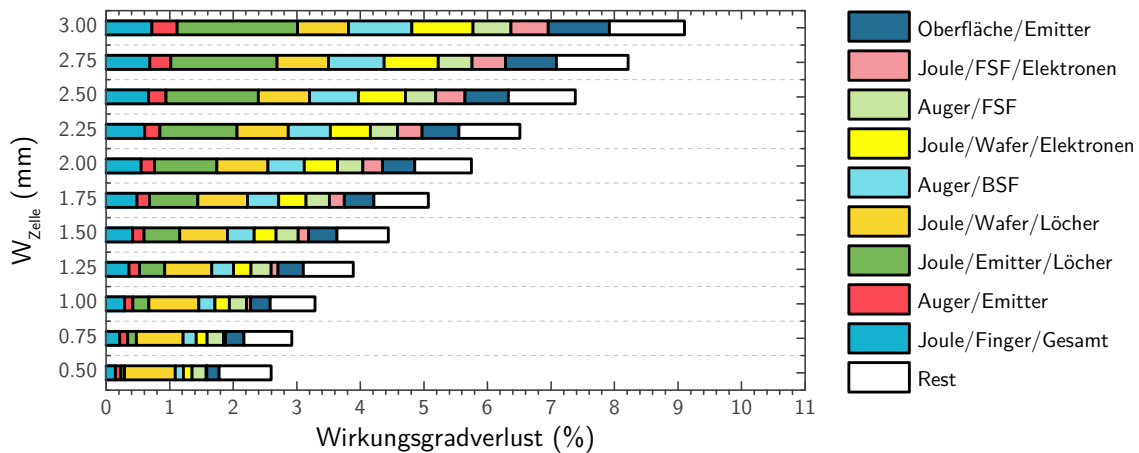


Abbildung 3.4: Abgebildet sind die über die FELA ermittelten neun wichtigsten Verlustparameter bezüglich der Parallelen zur y-Achse anhand der gestrichelten Linie aus Abbildung 3.3, d.h. in Abhängigkeit von W_{Zelle} bei einem Emitteranteil von 75%.

Gleichzeitig fällt in dieser FELA auf, dass die Auger-Rekombination im Wafer einen nicht unerheblichen Einfluss auf den maximalen Wirkungsgrad hat. Da Auger-Rekombination vor allem den Kurzschlussstrom senkt, soll dieser Effekt auch entlang dessen größten Gradienten beschrieben werden. Diese Untersuchung entspricht einer Parallele zur x-Achse wie sie in Abbildung 3.3 gestrichelt eingezeichnet ist.

Die detaillierte Analyse in Abbildung 3.5 schlüsselt dieses Verhalten für die neun wichtigsten Verlustkanäle auf. Bei hohen Emitteranteilen lässt sich zunächst der Emitterwiderstand (Joule'sche Wärme der Majoritäten) als größter Verlustfaktor identifizieren. Dieses Bild ändert sich jedoch bei kleiner werdenden Emitteranteilen sehr schnell dahingehend, dass die Auger-Rekombination vor allem im BSF die Verluste dominiert. Weitere wichtige Verlustquellen sind die Auger-Rekombination im FSF und Transportverluste der Minoritäten im Volumen. Rekombination an der Oberfläche und im Volumen durch SRH spielt eine untergeordnete Rolle, nimmt aber ebenfalls mit W_{Zelle} zu.

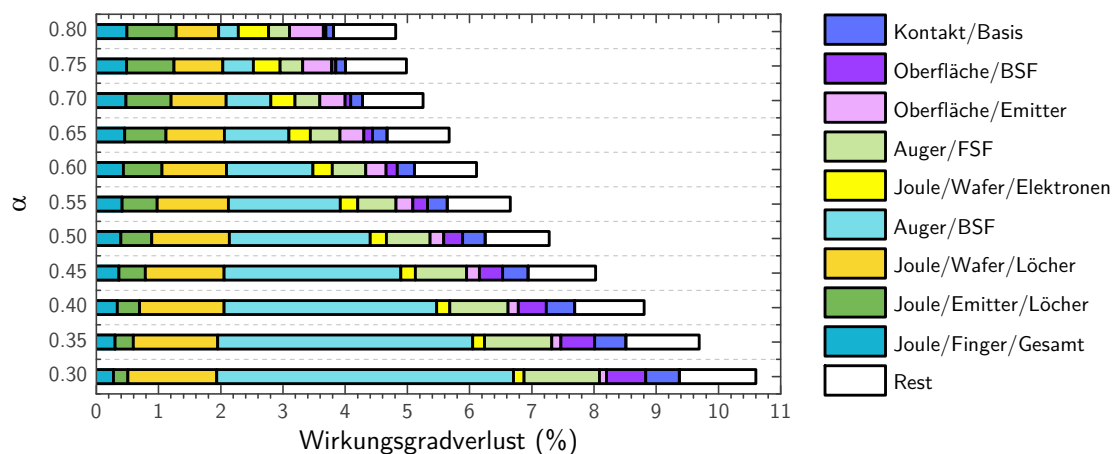


Abbildung 3.5: Abgebildet sind die über die FELA ermittelten neun wichtigsten Verlustparameter bezüglich der Parallelen zur x-Achse anhand der gestrichelten Linie aus Abbildung 3.3, d.h. in Abhängigkeit der Emitterbedeckung bei $W_{\text{Zelle}} = 1,75 \text{ mm}$.

Da es durch einfache Überlegungen uneinsichtig ist, warum gerade die Auger-Rekombination im BSF den Wirkungsgrad der Solarzelle so stark begrenzt, wird dieses Phänomen im Weiteren anhand der Ladungsträgerflüsse erklärt.

Dazu werden die Stromdichten der Elektronen und Löcher zwischen einer Struktur hohen (0,85%) und niedrigen Emitteranteils (0,35%) am MPP verglichen (Abbildung 3.6).

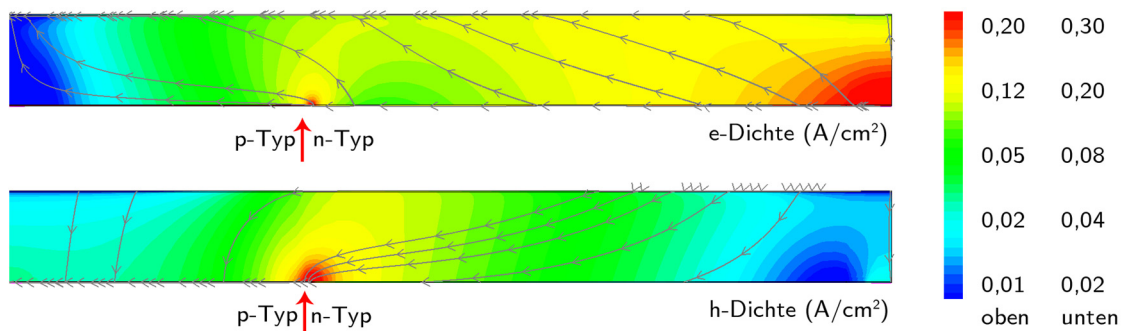


Abbildung 3.6: Oben abgebildet ist die Verteilung der Elektronenstromdichte im Wafer, wobei die sonnenzugewandte Seite (Vorderseite) oben ist. Der rote Pfeil markiert den Übergang zwischen Emitter und BSF, links davon ist auf der Unterseite der Emitter eindiffundiert, rechts davon das BSF. Der Emitterbedeckungsgrad liegt in diesem Beispiel bei 35%. Die untere Grafik zeigt den gleichen Sachverhalt für die Löcherstromdichte. Die grauen Vektoren entsprechen dem Gradienten der Stromdichte. Emitter, BSF und FSF sind auf Grund der 1:1-Skalierung nicht zu erkennen.

Die Majoritäten (Elektronen) im Volumen wählen für ihren Weg zum Basiskontakt jeweils den Weg des geringsten Widerstands. Der Strompfad teilt sich je nach Leitfähigkeit der einzelnen Bereiche zwischen FSF, Basis und BSF auf (vgl. Kapitel 4, Abbildung 4.4). Im Bereich über dem Emitter verhält sich der Majoritätenfluss homogen in der Tiefe, für Bereiche über dem BSF gilt dies i.A. nicht (vgl. Abbildung 3.6). Die Konzentration an Majoritäten im Volumen ist dabei über dem Basiskontakt und am Übergang zwischen Emitter und BSF (roter Pfeil) am höchsten. Dies sind die zwei für IBC-Solarzellen typischen Staupunkte, dem sog.

current crowding. Die Minoritäten (d.h. Löcher), die vorwiegend an der Vorderseite generiert werden, wählen über dem Emitter möglichst den senkrechten Strompfad durch den Wafer, am Übergang zwischen Emitter und BSF stauen sie sich (Staupunkt Minoritäten), da dort die kürzesten Pfade aus dem Teil der Solarzelle, die nicht mit Emitter bedeckt ist, in den Emitter führen. Primär ließe sich vermuten, dass die Auger-Rekombination direkt bei diesem Übergang entsteht, da sich dort beide Ladungsträgersorten im Wafer stauen. Die Wahrscheinlichkeit der Auger-Rekombination am Staupunkt ist jedoch bei den vorhandenen Konzentrationen zu gering. Viel relevanter wird dieser Rekombinationskanal im FSF und BSF, da diese gegenüber der Basisdotierung um den Faktor 10^4 höher dotiert sind und Auger-Rekombination auch bei asymmetrischen Ladungsträgerverteilungen ($n \ll p$ oder $p \ll n$) gehäuft auftritt.

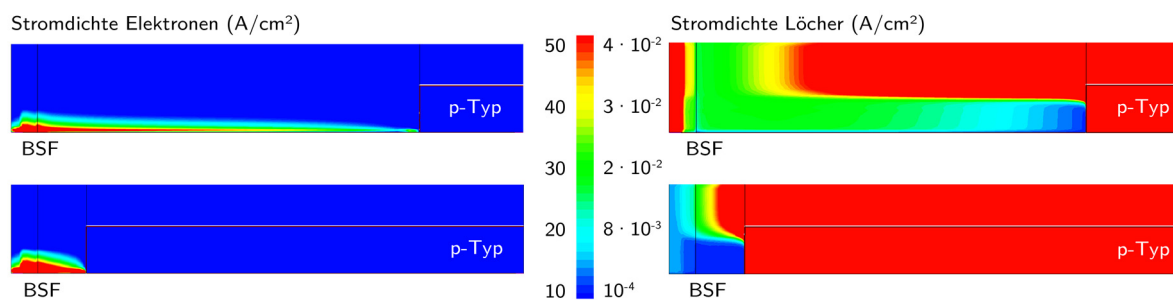


Abbildung 3.7: Links abgebildet sind die Elektronenstromdichten mit niedrigem (oben) und hohem (unten) Emitteranteil. Der Emitter ist durch die rote Linie im Volumen gekennzeichnet. Rechts abgebildet ist die Löcherstromdichte mit niedrigem (oben) und hohem (unten) Emitteranteil. Zu beachten ist, dass aus Gründen der besseren Darstellung die y-Achse um den Faktor 200 gestreckt ist. Die schwarzen Linien kennzeichnen Bereiche unterschiedlicher Gitterkonstanten im *mesh*.

Denn allgemein steigt die Rekombinationsrate durch Auger auf Grund des Dreiteilchenprozesses mit entweder eeh oder ehh , d.h. mit n^2p oder p^2n . Mit dem Ergebnis der FELA, dass der Großteil der Rekombination im BSF stattfindet, ist die orts aufgelöste Stromdichteverteilung für Geometrien mit niedrigem Emitteranteil (oben) und hohem Emitteranteil (unten) in gestreckter Auflösung in y-Richtung (von 0 – 2 μm) in Abbildung 3.7 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Elektronenstromdichte zum Basiskontakt für die beiden untersuchten Emitterbedeckungsflächen zusätzlich zur Basisdotierung hin kontinuierlich zunimmt und die lokale Elektronendichte bei hohem α höher ist als bei niedrigem, da sich die Gesamtdichte an Majoritäten (e) im Wafer zwischen beiden Fällen nur wenig ändert und der Rückkontakt die einzige Senke ist.

Bei Betrachtung der Minoritäten (h , s. Abbildung 3.7 rechts) bleibt zunächst festzuhalten, dass sich diese, wenn sie nicht rekombinieren, durch Diffusion (nach Gleichung 3.3) zum Emitter bewegen. Der Strom besteht dabei aus dem Driftstrom, dem zum Feld proportionalen Term, und dem Diffusionsstrom, dem zum Konzentrationsgradienten proportionalen Term. Des Weiteren werden die Minoritäten durch FSF und BSF abgeschirmt (niedrigere Löcherkonzentration und reduzierter Diffusionskoeffizient der Löcher in der *high-low-junction*, [70]), so dass deren Konzentration im BSF bei großem Emitteranteil sehr niedrig (s. Abbildung 3.7

rechtes unteres Bild) ist. Bei kleiner werdenden Emitteranteilen findet ein immer kleinerer Anteil des Minoritätsstromes senkrecht zum Wafer statt und immer mehr Löcher strömen über die Kante bei αW_{Zelle} in den Emitter (Abbildung 3.7 rechtes oberes Bild). Folglich steigt die Löcherkonzentration und der Gesamtstrom zum Emitter nimmt zu, weshalb die Minoritäten auf Grund der gegenseitigen Abstoßung (Driftstrom) immer größere Wege wählen. Durch das abstoßende Potential am Staupunkt wird somit der abschirmende Effekt des n^{++} - n -Übergangs im BSF überkompensiert und ein Teil des Löcherstroms fließt über/in das hochdotierte BSF. Die hohe Elektronenkonzentration (N_D) und der Elektronenstrom (Δn) im BSF kombiniert mit der erhöhten Stromdichte der Löcher (Δp) ist somit die Hauptursache der starken Zunahme durch die Auger-Rekombination bei kleiner werdenden Emitteranteilen. Im unteren Bild wird zudem deutlich, dass ein weiterer Effekt über dem Basiskontakt an Bedeutung gewinnt. Aus Abbildung 3.5 (veilchenblaue Verluste Kontakt/Basis) kann entnommen werden, dass direkte Rekombination am Basiskontakt ebenfalls zunehmende Bedeutung bei abnehmendem Emitteranteil hat. Die Minoritäten strömen dabei, angezogen von der schnellsten Möglichkeit zur Rekombination direkt in den Basiskontakt, dessen ORG ungefähr der thermischen Geschwindigkeit von 10^6 cm s^{-1} entspricht. Dieser Löcherstrom in den Basiskontakt schwächt sich für größer werdende Emitteranteile ab, verschwindet aber auf Grund der inhärent vorhandenen Minoritätenhäufung an αW nie vollständig (vgl. Abbildung 3.5). Der Löcherstrom ist dabei in Abbildung 3.7 (rechts unten) als leicht hellblauer Streifen über dem Basiskontakt zu erkennen.

3.2.2 Basisdotierung

Wird die Basisohmigkeit im für Solarzellen üblichen Bereich von $1 - 10 \Omega\text{cm}$ variiert (hier: $3,7$ und $8 \Omega\text{cm}$), ergeben sich hinsichtlich der offenen Klemmenspannung V_{oc} keine nennenswerten Differenzen. Änderungen im Wirkungsgrad ergeben sich deshalb vorwiegend durch den Kurzschlussstrom j_{sc} und den Füllfaktor FF.

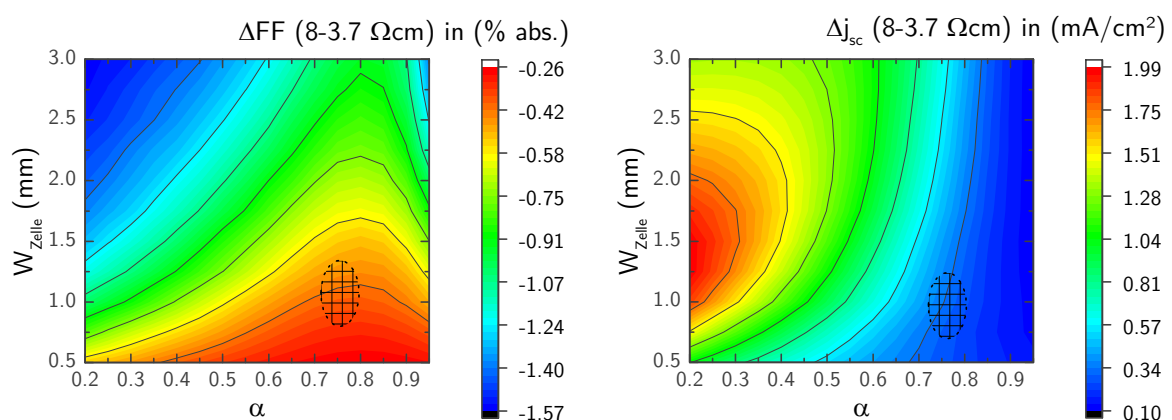


Abbildung 3.8: Links: Differenzbild zwischen den Füllfaktoren bei $3,7$ und $8 \Omega\text{cm}$ Basiswiderstand. Rechts: korrespondierendes Differenzbild der Kurzschlussstromdichten.

Das Differenzbild des Füllfaktors zeigt, dass bei höheren Emittenteilen und kleinen W_{Zelle} der Verlust durch erhöhten Serienwiderstand in der Basis mit 0,3%abs. relativ gering ausfällt, dieser Effekt aber bei niedrigen Emittenteilen und hohen Einheitszellenbreiten dominiert und den Füllfaktor um bis zu 1,5%abs. drückt. Grund dafür ist der bei 8 Ωcm höhere Widerstand der Majoritäten in der Basis, der bei geringen Emittenteilen dominiert. Die Kurzschlussstromdichte wiederum steigt bei kleinen Emittenteilen auf Grund niedriger Auger-Rekombination gegenüber der niederohmigen Solarzelle an. Aus dem Differenzbild des Wirkungsgrades lässt sich schließlich ablesen, dass die Basisdotierung fast nicht mit der gewählten Emittendeckung korreliert. Diese Invarianz ist insbesondere bei industrieller Produktion von Vorteil, da beim Ziehen eines Cz-Ingots im Regelfall Unterschiede in der Basisdotierung, abhängig von der Position des Rohwafers im Ingot, in der genannten Größenordnung auftreten.

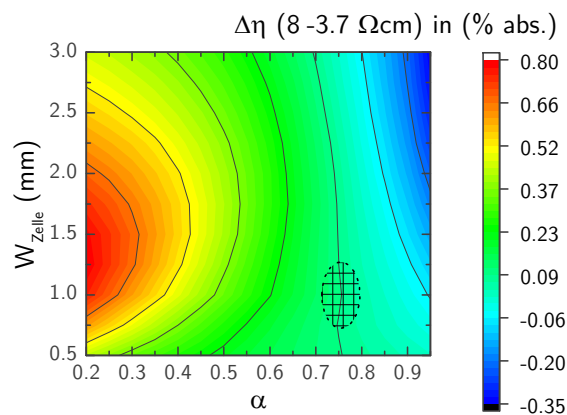


Abbildung 3.9: Abgebildet ist das Differenzbild zwischen der Effizienz bei 3,7 und 8 Ωcm Basiswiderstand. Die Änderung des Basiswiderstandes hat bei großem α und hoher W_{Zelle} Nachteile, ist aber bei geringer Emittendeckungsfläche und moderaten Einheitszellenbreiten von Vorteil. Das gewählte Konzept (schwarzer Kreis) ist von diesen Einflüssen fast unberührt.

3.2.3 Frontseitendotierung (Front-Surface-Field)

Das FSF trägt einerseits zur Abschirmung der Minoritäten an der Vorderseite bei und sorgt andererseits für eine höhere Querleitfähigkeit der Majoritäten. Gleichzeitig führt die erhöhte Dotierung zu oberflächennahen oder oberflächendefekten und erhöhter Auger-Rekombination. In diesem Abschnitt werden genannte Aspekte und die Tatsache, dass zu fast allen BCBJ-Solarzellenkonzepten mit sehr hohen Wirkungsgraden jeweils Veröffentlichungen verschiedener Institute mit und ohne FSF existieren, als Ausgangspunkt für die Diskussion gewählt.

Mit dem Ziel eines maximalen Wirkungsgrades einer IBC-Solarzelle in einer Simulation ist es leicht einsichtig, dass ein FSF nicht von Vorteil ist (s. Fell *et al.* [71]), da Strukturgrößen keine Rolle spielen und im Idealfall jegliche Auger-Rekombinationsverluste auf der Vorderseite vermieden werden sollen. Bei ionenimplantierten Solarzellen hingegen stehen sich Merkle *et al.* [72] ohne und Lin *et al.* [73] mit FSF, bei mit Hilfe von Photolithografie erzeugten BCBJ-

Solarzellen Franklin *et al.* [52] und Reichel *et al.* [74], bei mit industriellen Methoden hergestellten Solarzellen Singh *et al.* [75] und Keding *et al.* [76] gegenüber.

Um diesen Sachverhalt einordnen und bewerten zu können wurde eine Untersuchung der ORG an der Vorderseite mit und ohne FSF jeweils mit $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_x$ oder SiN_x Passivierung in Abhängigkeit der Oberflächendefekte und -ladungen durchgeführt. Die in den Dielektrika vorhandenen ortsfesten positiven oder negativen Ladungen rufen in der n-Basis entweder eine Akkumulations- oder Verarmungsschicht (Feldeffekt) hervor und bieten zudem eine chemische Absättigung der Oberflächenbindungen. Für die verwendeten Al_2O_3 -Schichten, bei denen die Ladung vorwiegend aus Grenzflächenladungen besteht, ergibt sich aus Messungen von Lüder [77] ein Bereich zwischen $-2,5$ bis $-4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2$, bei SiN_x -Schichten Werte zwischen $+2$ bis $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2$ [78] und bei thermischem Oxid zwischen $+2$ bis $4,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2$ [79]. Die Ladungen werden in der Simulation als fixe Grenzflächenladungen einer infinitesimal dünnen Oberfläche zwischen Silizium und dem frontseitigen Dielektrikum angenommen. Dies ist insofern eine gültige Annahme, da bei der experimentellen Bestimmung der Ladungen mit einem Corona-Charger (z.B. [77]) durch Kompensation aller Ladungen einer Schicht ebenfalls eine Effektivladung extrahiert werden kann. Die Simulation sowie jV-Messungen erfolgen im Rahmen dieser Arbeit immer unter einer Sonne, so dass für diese Untersuchungen Injektionsabhängigkeiten vernachlässigt werden. Nach [80] lässt sich allerdings schließen, dass sich die Effizienz für Al_2O_3 auf der n-Typ Basis bei geringer Strahlungsleistung (\ll eine Sonne) für niedrige Δn stark verringert, während die Lebensdauer bei Dielektrika mit positiven Ladungen zwischen $\Delta n = 10^{10} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ quasi injektionsunabhängig sind. Dies liegt daran, dass die sich bei negativen Ladungen aufbauende Inversion bei n-Typ unter Niedriginjektion nicht mehr ausbildet, n an der Oberfläche steigt und so mehr Ladungsträgerpaare rekombinieren können. An dieser Stelle sei erwähnt, dass sich der Feldeffekt der Passivierung ebenfalls nicht aufbauen kann, wenn Metallkontakte mit der Inversionsschicht verbunden sind. Diese sorgen für einen permanenten Ladungsausgleich, weshalb die $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$ -Passivierung nur auf der kontaktfreien Vorderseite hohe Passivierungen aufweisen kann.

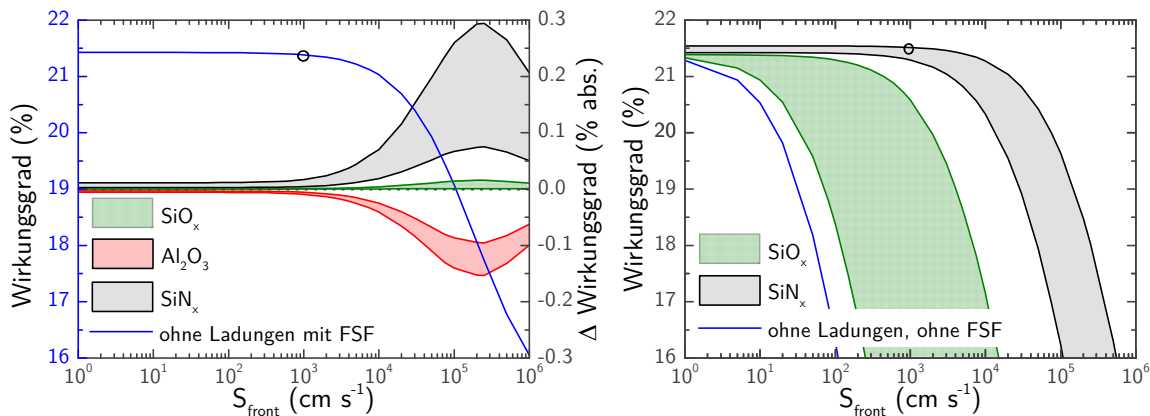


Abbildung 3.10: Links dargestellt ist der Einfluss der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ohne Feldeffekt aber mit FSF auf den Wirkungsgrad der Solarzelle (blaue Kurve). Die farbigen Flächen geben jeweils den Bereich zwischen den aus der Literatur bekannten minimalen und maximalen Grenzflächenladungen an. Des Weiteren sind als Vergleich Passivierungen mit positiven fixen Ladungen (SiN_x in Grau, SiO_x in Grün) und negativen fixen Ladungen (Al_2O_3 in Rot) als Differenz zur Kurve ohne Ladungen dargestellt. Rechts dargestellt ist der Verlauf ohne FSF jeweils ohne (blaue Kurve) und mit Ladungen (SiN_x in Grau, SiO_x in Grün).

Allgemein nimmt der Wirkungsgrad mit zunehmender ORG an der Vorderseite ab, wobei sich beim verwendeten FSF (s. Abbildung 3.1 links) bis zu einer ORG von 10^3 cm s^{-1} keine nennenswerten Verluste einstellen (s. Abbildung 3.10 links, blaue Linie). Der Einfluss des Feldeffekts der Passivierungen ist bis zu diesem Punkt mit einer absoluten Wirkungsgraddifferenz zwischen SiN_x , thermischem Oxid und Al_2O_3 von ungefähr 0,05% zu vernachlässigen. Bei größeren ORG kommt der Feldeffekt durch Akkumulation vor allem beim SiN_x zum Tragen, der Effekt ist aber mit bis 0,3% abs. Wirkungsgraddifferenz gegenüber dem Verlust durch schlechtere chemische Absättigung zwar positiv, aber unterlegen. Die Verarmung bei Al_2O_3 -Passivierungen wirkt sich zusätzlich negativ auf den Wirkungsgrad aus.

Wird das FSF weggelassen ergibt sich ein anderes Bild (s. Abbildung 3.17, rechts). Im ladungsfreien Fall zeigt sich selbst bei extrem niedrigen ORG zwischen 1 und 10 cm s^{-1} ein signifikanter Verlust von über einem Prozent absolut. Für negative Ladungen konnte keine konvergierende Simulation gefunden werden. Wird thermisches Oxid verwendet, ist eine genaue Kontrolle der Grenzflächenladungen von Nöten, damit – zumindest bis 100 cm s^{-1} – keine erhöhten Wirkungsgradverluste auftreten. Bei Siliziumnitridpassivierungen hingegen zeigt sich, dass der Feldeffekt so stark ausgeprägt ist, dass Solarzellen mit bis 10^3 cm s^{-1} bei niedrigen und bei hohen fixen Ladungen im SiN_x sogar bis 10^4 cm s^{-1} stabile Wirkungsgrade liefern können. Für höhere Werte dominieren die Verluste durch Oberflächenrekombination.

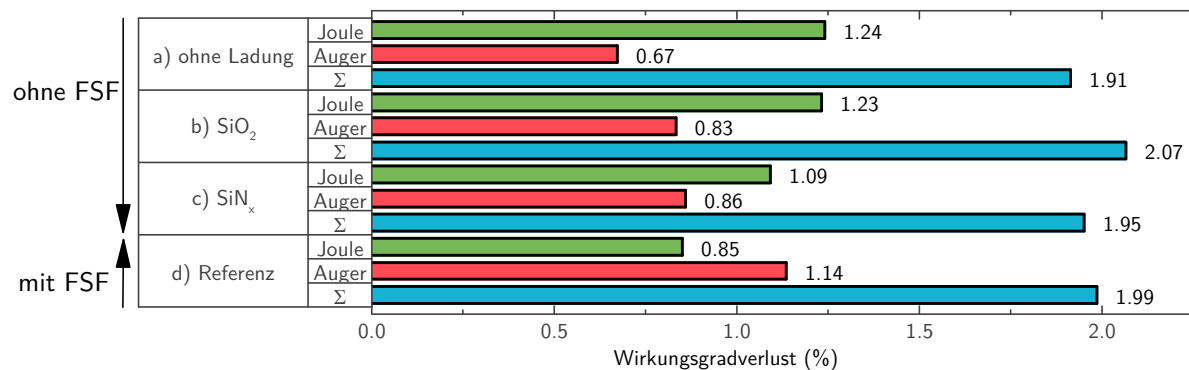


Abbildung 3.11: Abgebildet ist die FELA bei V_{mpp} für ein S_{front} von 10 cm^{-1} im Vergleich einer Solarzelle mit FSF ohne Ladungen (d) zu Solarzellen ohne FSF mit und ohne Feldeffektpassivierung (a-c). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Auger-Rekombination (rot) an der Vorderseite immer weiter abnimmt, gleichzeitig die dadurch reduzierte Leitfähigkeit an der Vorderseite aber zu Transportverlusten der Majoritäten (grün) führt. Die Verlustsumme bleibt annähernd konstant (türkis).

Ein weiteres Argument für das FSF ist die zusätzliche Querleitfähigkeit der Majoritäten. Die Leitfähigkeit wird dabei durch die frontseitige Dotierung oder durch Ladungen getragen und führt durch die Akkumulation einer Ladungsträgersorte zu steigender Auger-Rekombination. Das Optimum zwischen ausreichenden Transporteigenschaften der Vorderseite für Majoritäten und gleichzeitig minimaler Auger-Rekombination befindet sich bei sehr kleinen W_{Zelle} und ohne frontseitige Dotierung. Da dieses für industrielle Anwendungen (lokales Drucken der borhaltigen Tinte) technisch im Rahmen dieser Arbeit nicht realisierbar ist, wird der Einfluss der beiden Größen für eine Referenz ohne Ladungen mit FSF gegenüber FSF-freien Proben mit verschiedenen Dielektrika auf die Auger- und Transportverluste der Majoritäten im Volumen hin untersucht. Verwendet wird die FELA bei V_{mpp} mit dem Standardparametersatz und einem S_{front} von 10 cm^{-1} für Siliziumnitrid, thermisches Oxid und ladungsfrei jeweils ohne zusätzliches FSF. Die Referenz ist ebenfalls ladungsfrei aber mit FSF. In Abbildung 3.11 ist deutlich zu erkennen, dass die Auger-Rekombination (rot) an der Vorderseite durch das FSF bis zu 0,5%abs. abnimmt, dieser Zugewinn bei Dielektrika mit Ladungen je nach Stärke des Feldeffekts aber wieder abnimmt ($\sim 0,2\%$ abs.). Gleichzeitig führt die, durch das Fehlen des FSF, reduzierte (Quer-)Leitfähigkeit an der Vorderseite zu Transportverlusten der Majoritäten (grün, $\sim 0,2\%$ abs.). Die Summe aus Auger- und Transportverlusten im FSF bleibt annähernd konstant (türkis).

Zusammenfassend lässt sich schließen, dass die Passivierung an der Vorderseite mit einem hochohmigen FSF bei allen untersuchten Parametern gegenüber Oberflächenverunreinigungen und unterschiedlichen Passivierungen erheblich insensitiver auf die Effizienz auswirkt, als Konzepte ohne FSF. Ohne FSF kommt nur die SiN_x-Passivierung oder eine Passivierung mit hohen Ladungen im thermischen Oxid in Frage, jedoch ist zu beachten, dass bei geringen Prozessschwankungen während der Oberflächenreinigung oder -passivierung, die bei Serienfertigung nicht unüblich sind, hohe Rekombinationsverluste zu erwarten sind. Die Zugewinne

durch verminderte Auger-Rekombination ohne FSF werden durch den Mangel an Querleitfähigkeit im FSF gegenüber Parametern mit FSF ausgeglichen, so dass die Verlustsumme mit oder ohne Ladungen bzw. FSF annähernd konstant bleibt.

Experimentell wird die Qualität des FSF und der Passivierung anhand der $j_{0,FSF}$ -Werte in Abhängigkeit des Schichtwiderstandes für Al_2O_3/SiN_x und SiO_x/SiN_x -Schichtstapel an symmetrischen Proben jeweils vor und nach einem Feuerschritt bestimmt (s. Abbildung 3.12). Untersuchungen zu reinen SiN_x -Schichten, die in den für diese Arbeit verfügbaren Anlagen abgeschieden werden, weisen keine ausreichende Passivierqualität auf. Daher dient das SiN_x vorwiegend als Antireflexschicht.

Das n^{++} -FSF wird über eine Standard- $POCl_3$ -Diffusion erzeugt. Die Variation der Oberflächenkonzentration an Phosphor und des Schichtwiderstands wird durch verschieden tiefes, homogenes Rückätzen der texturierten und diffundierten Si-Oberfläche erreicht (EEB, *emitter etch back*). Im untersuchten Beispiel werden die Al_2O_3/SiN_x -Stapel (10 nm/70 nm) mit ALD (*atomic layer deposition*) und Indirektplasma-PECVD (*plasma enhanced chemical vapor deposition*), die SiO_x/SiN_x -Stapel (10 nm/70 nm) mit thermischer Oxidation in einem Rohrofen und Direktplasma-PECVD gewachsen.

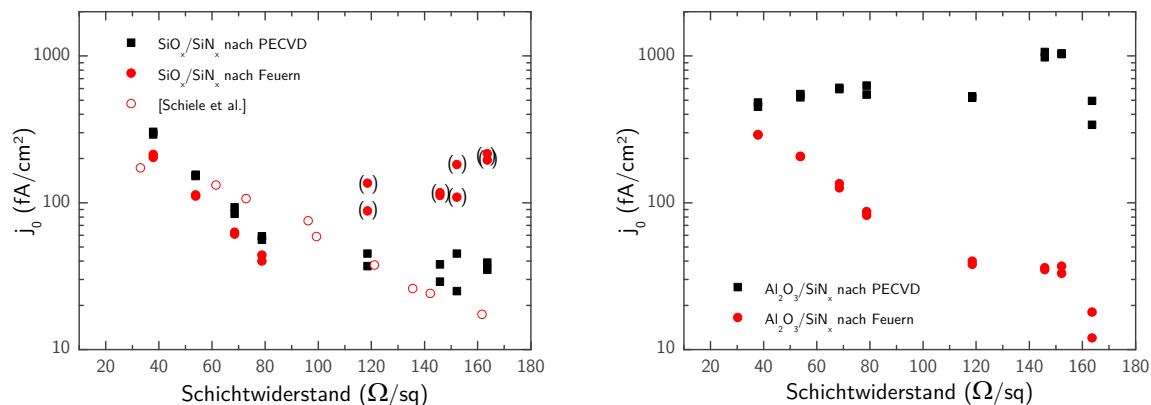


Abbildung 3.12: Links sind die $j_{0,FSF}$ -Werte der SiO_x/SiN_x -Stapel, ergänzt mit Daten aus [81], rechts die der Al_2O_3/SiN_x -Stapel in Abhängigkeit des Schichtwiderstandes dargestellt.

Bei der Passivierung mit SiO_x/SiN_x -Stapeln zeigt sich, unabhängig vom Feuerschritt, eine monotone Abnahme des Sättigungsstromes bis zu einem Schichtwiderstand von circa 100 Ω/sq. Für höhere Schichtwiderstände ergibt sich ein negativer Einfluss durch den Feuerschritt, wobei davon auszugehen ist, dass es sich um einen Grenzflächeneffekt des thermischen Oxids handelt. Dessen Dicke ist beispielsweise eine Funktion der Oberflächenkonzentration an Phosphor und könnte dadurch die Passivierqualität ändern. Untersuchungen von Schiele *et al.* zeigen hingegen, dass sich die j_0 -Werte bei geeigneter Wahl der Prozessparameter i.A. mit zunehmendem Schichtwiderstand weiter verringern [81].

Bei den Al_2O_3/SiN_x -Stapeln wurde vor dem Feuern eine vom Schichtwiderstand unabhängige Sättigungsstromdichte von 500 – 1000 fAcm⁻² gemessen. Diese wird durch die Rekombination an der Si/ Al_2O_3 -Grenzfläche infolge der noch nicht ausreichend aktivierten Al_2O_3 -Passivierung verursacht [77]. Nach dem Feuerschritt zeigt sich eine starke Verringerung der j_0 -Werte infolge

einer thermischen Aktivierung der Al_2O_3 -Passivierung. Die Rekombination in der Struktur wird mit höherem Schichtwiderstand (R_{sh}) geringer, da zunächst der präzipitatreiche und damit rekombinationsaktive *kink*-Bereich des Phosphorprofils (vgl. Abbildung 3.1 links) zurückgeätzt wird. Gleichzeitig vermindert sich die Auger-Rekombination im diffundierten Volumen infolge geringerer Konzentrationen freier Ladungsträger. Zusammenfassend lassen sich die Wafer mit FSF bei einem Schichtwiderstand von $130 \Omega/\text{sq}$ mit beiden Stapeln bis zu einem Sättigungsstrom von 25 fAcm^{-2} passivieren. Dies deckt sich mit den Annahmen der Simulation aus Tabelle 3.

3.2.4 Lebensdauer und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

Zwar ist das FSF zweifellos einer der wichtigsten Faktoren bei der Optimierung der Solarzelle, dennoch ist es bei der Analyse von jV -Kennlinien von Vorteil, die Wirkung der Emitter- und BSF-Passivierung sowie der Waferlebensdauer auf die Kenngrößen der Solarzelle zu kennen. Die zugehörige Untersuchung basiert auf den Standardparametern (mit $W_{\text{Zelle}} = 856 \mu\text{m}$), wobei jeweils nur einer der Parameter variiert wird. Im Folgenden werden die Ergebnisse in die charakteristischen Kenngrößen aufgeschlüsselt und anhand der FELA erklärt.

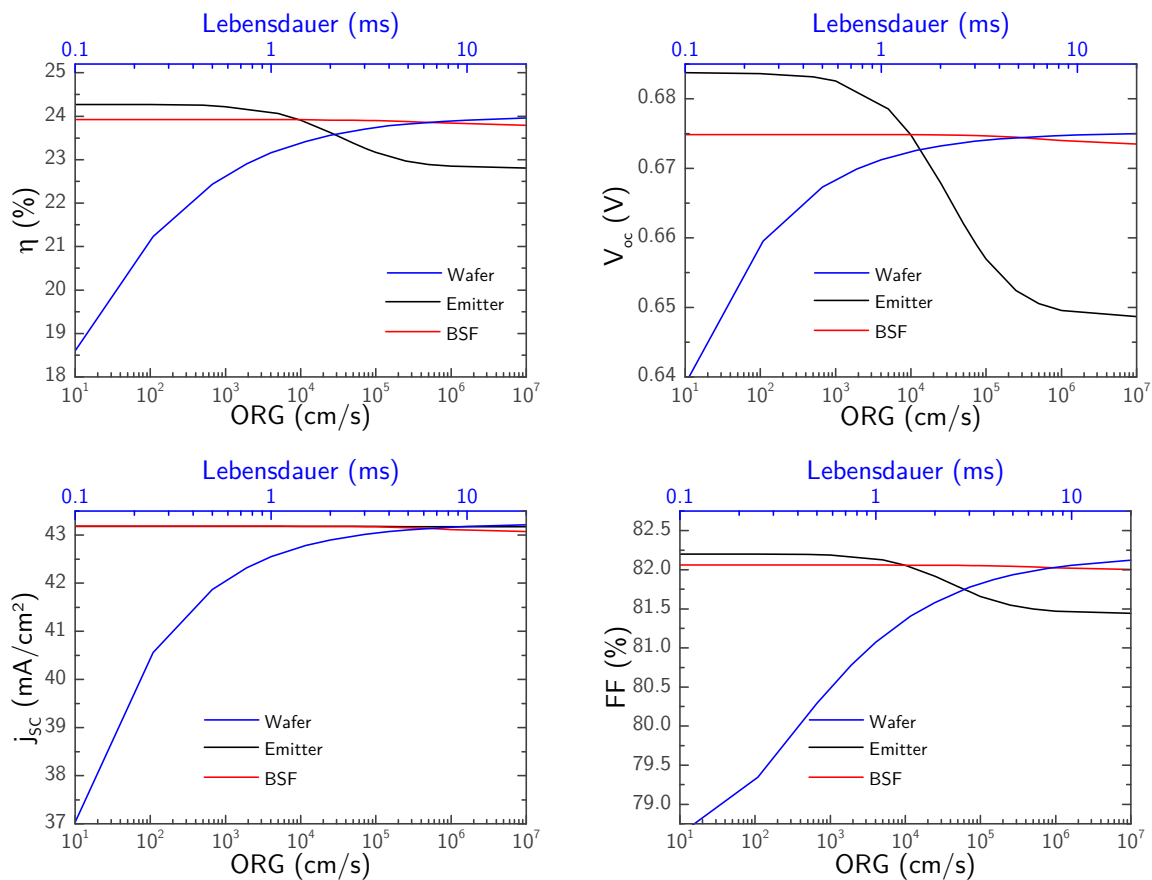


Abbildung 3.13: Dargestellt ist die Abhängigkeit des Wirkungsgrads (links oben), der offenen Klemmspannung (rechts oben), des Kurzschlussstroms (links unten) und des Füllfaktors (rechts unten) von den Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten des Emitters und des BSF sowie der Waferlebensdauer (Volumen).

Gegenüber dem Wirkungsgrad, der in Abbildung 3.13 (links oben) abgebildet ist, zeigt sich die BSF-Passivierung invariant. Der Grund dafür ist in der starken Abschirmung der Rückseite durch das BSF zu suchen. Der Parameter ist daher nur der Vollständigkeit halber erwähnt, wird aber im Weiteren nicht mehr betrachtet. Die Emitterpassivierung spielt bis zu einer ORG von 10^3 cm^{-1} ebenfalls keine Rolle, für höhere ORG fällt die Effizienz ab, bis sie auf einem Level von 22,7% sättigt. Wie aus Abbildung 3.13 ersichtlich wird, findet sich dieser Verlauf in der offenen Klemmenspannung und dem Füllfaktor wieder. Die hohe Abnahme der offenen Klemmenspannung führt dabei zu einer Verschiebung des V_{mpp} zu niedrigeren Werten. Aus Sicht der FELA ergeben sich einmal Verluste durch Oberflächenrekombination am Emitter (Abbildung 3.14 links oben, rote Fläche). Die stark rekombinative Oberfläche am Emitter führt auf Grund der Abnahme der Elektronendichte n zu einer Änderung der Quasi-Fermi-Niveaus zur Oberfläche hin. Dies zieht laut Gleichung (2.5) eine Zunahme der Transportverluste der Minoritäten im Emitter nach sich. Die hohe rückseitige Rekombination wirkt dabei wie eine Erdung und zieht immer mehr Minoritäten ab, bis bei einer ORG von 10^6 cm^{-1} (thermische Geschwindigkeit) quasi jede Minorität instantan rekombiniert und der Effekt in Sättigung geht. Dies wirkt sich auch im Volumen - bei Betrieb am MPP - auf der anderen Seite des p-n-Übergangs auf die Minoritäten aus, da die Trennung am p-n-Übergang und anschließende Rekombination an der rückseitigen Oberfläche den effizientesten Pfad darstellt (der Emittersättigungsstrom steigt). Daher ändern sich die QFL in der Basis insbesondere rund um den Staupunkt zwischen Emitter und BSF sowie um den Emitter (Abbildung 3.15 links). Dies wiederum führt zu erhöhten Joule'schen Verlusten der Minoritäten im Volumen, die direkt in Φ_{th} eingehen, gemäß der FELA den größten Beitrag liefern und somit gegenüber dem Fall einer niedrigen ORG (Vergleich s. Abbildung 3.14 oben) neben der reduzierten Spannung auch den Füllfaktor senken.

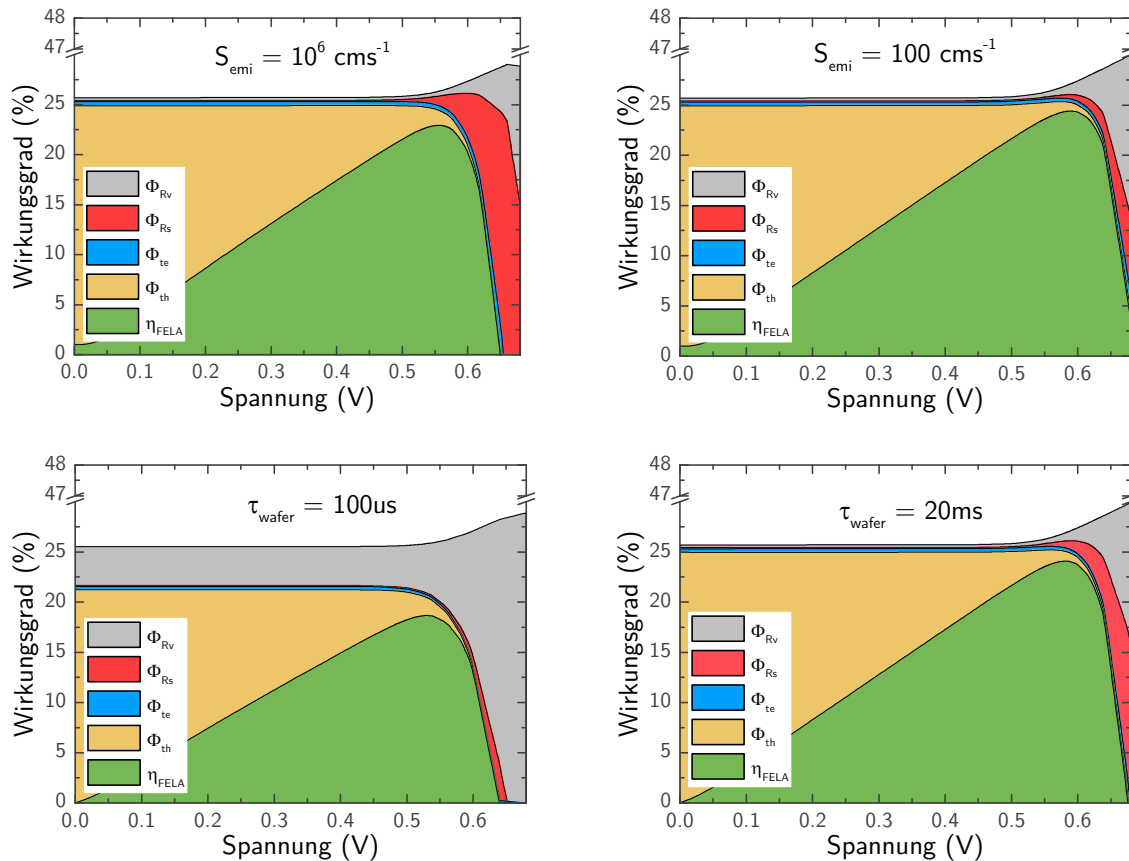


Abbildung 3.14: Dargestellt sind die zusammengefassten spannungsaufgelösten Verlustkanäle der FELA bei hoher (links oben) und niedriger (rechts oben) Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des Emitters. Die beiden unteren Diagramme zeigen die gleiche Analyse für niedrige (links) und hohe (rechts) Basislebensdauern.

Die Reduktion der Basislebensdauer im Wafer führt zu einer Reduktion aller Kenngrößen. Hauptursache dafür ist die Erhöhung der SRH-Rekombination im Volumen. Dies führt bei sinkenden Lebensdauern im Volumen primär dazu, dass die vornehmlich an der Vorderseite generierten Minoritäten den rettenden rückseitigen p-n-Übergang nicht mehr erreichen können, unterwegs rekombinieren, und damit den Kurzschlussstrom senken. Für den Einbruch des Füllfaktors und der offenen Klemmenspannung lässt sich analog zu dem beschriebenen Effekt bei der Emitterpassivierung ein Zunehmen der Minoritätentransportverluste feststellen. Die Ursache für den zum Emitter hin zunehmenden Gradienten der QFL bei fallenden Lebensdauern ist wiederum die zum Emitter hin stärker abfallende Minoritätendichte, d.h. die höhere Injektion bei höheren Lebensdauern sorgt für reduzierte Transportverluste (Abbildung 3.15).

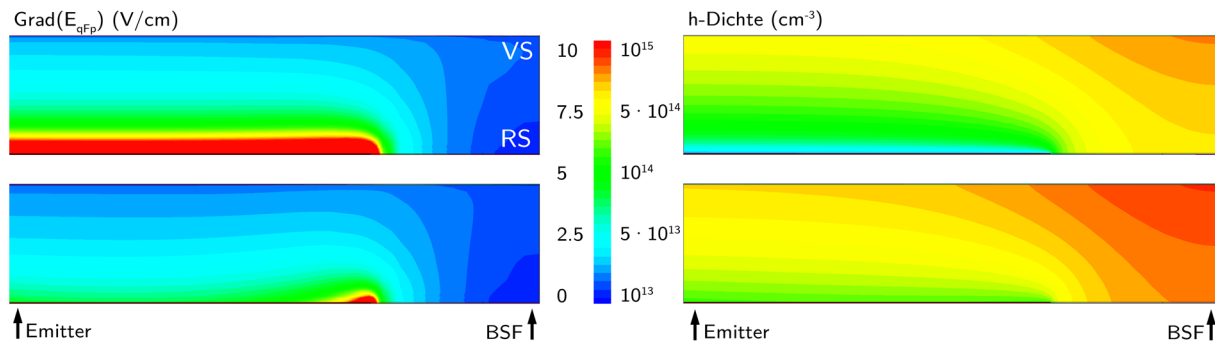


Abbildung 3.15: Oben: Gradient der QFL der Löcher (links) und Löcherdichte (rechts) im Wafer bei niedriger Lebensdauer (100 μs , Emitterkontakt ist je unten links, Basiskontakt je unten rechts). Unten: QFL der Löcher (links) und Löcherdichte (rechts) im Wafer bei hoher Lebensdauer (20 ms).

Es sei erwähnt, dass der Gradient im Gegensatz zu V_{oc} -Bedingungen am MPP auf Grund des dann vorhandenen Stromflusses selbst bei hohen Lebensdauern im Volumen inhärent vorhanden ist.

3.3 Verluste bei der Metallisierung von IBC-Solarzellen

In diesem Abschnitt werden zwei relevante Verlustkanäle, die bei dem Design der Metallisierung entstehen, analysiert und diskutiert. Dazu zählen wirkungsgradlimitierende Effekte, die bei randseitigen Busbars und in den Fingern der IBC-Solarzelle entstehen. Um diese Verluste zu vermeiden, wird ein Design mit mehreren Busbars und kurzen Fingerabständen vorgeschlagen (Multi-Busbar-Konzept).

3.3.1 Randseitige Busbars und Multi-Busbar-Konzept

Bei vielen Veröffentlichungen zu IBC-Solarzellen wird meist nur der reguläre, d.h. der sich wiederholende Teil analysiert und optimiert (z.B. [76]). Der Einfluss der Busbars, die bei IBC-Solarzellen meist am Rand liegen, wird dabei negiert. Daher soll in diesem Abschnitt besonderer Fokus auf die Verluste randseitiger Busbars gelegt werden, die bei der Messung der jV -Kennlinie mittels „*active area*“- oder „*designated area*“-Messung nicht berücksichtigt werden. Bei dieser Art der Messung werden die Busbars am Rand mit Hilfe einer Maske abgeschattet und die jV -Daten nur für den Bereich der abwechselnden p- und n-Finger extrahiert. Diese Art der Messung liefert zwar wertvolle Informationen über das Verhalten der Fingerstruktur, unterschlägt aber den Einfluss der Generation und Rekombination von Ladungsträgern über den Busbars. Im Folgenden wird daher mit Hilfe von dreidimensionalen Einheitsstrukturen für jeweils den p- und n-Busbarbereich mit Hilfe von Sentaurus ermittelt, welche Einflussfaktoren unter den p- bzw. n-Busbars eine Rolle spielen und wie sich diese auf die jV -Kennlinie auswirken.

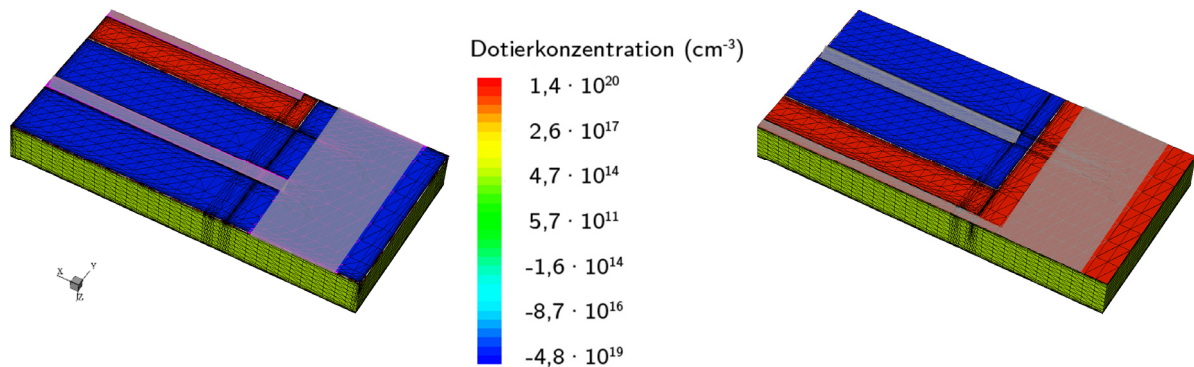


Abbildung 3.16: Links: dreidimensionale Darstellung der Einheitszelle für den Emitterbusbar. Dieser liegt, in Grau markiert, auf dem p-dotierten Emitter (blau) und ist mit dem Metallfinger, der auf dem regulären Teil der IBC-Solarzelle den Strom abführt, verbunden. Rechts: dreidimensionale Darstellung der Einheitszelle für den Basisbusbar. Dieser liegt, in Grau markiert, auf dem n-dotierten BSF (rot) und ist mit dem Metallfinger, der auf dem regulären Teil der IBC-Solarzelle den Strom abführt, verbunden. Zur Verbesserung der Darstellung ist die x-Achse um den Faktor 1:5 skaliert, die Busbars liegen jeweils mittig auf der rechten Fläche und besitzen eine Breite von 2 mm. Die Basisdotierung ist in Grüngelb markiert.

Abbildung 3.16 zeigt die beiden dafür notwendigen Einheitszellen für den Emitterbusbar (links) und den Basisbusbar (rechts). Um bei einer realen Solarzelle Kurzschlüsse zu vermeiden, ist in der Simulation angenommen, dass die Bereiche unter den Busbars jeweils die Polarität des darüber liegenden Busbars aufweisen. Wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben ist, ist dies notwendig, um Kurzschlüsse zwischen Metall und Silizium durch das Dielektrikum zu vermeiden. Die Breite der Einheitszelle entspricht W_{Zelle} . Die Tiefe (8 mm) ist so festgelegt, dass Einflüsse der Busbars dort, wo die Solarzelle ihre regelmäßige p-n-Struktur besitzt, vernachlässigbar sind. Die Basislebensdauer wird mit 10 ms angenommen, die Basisohmigkeit beträgt $3,7 \Omega\text{cm}$ (s. Tabelle 2).

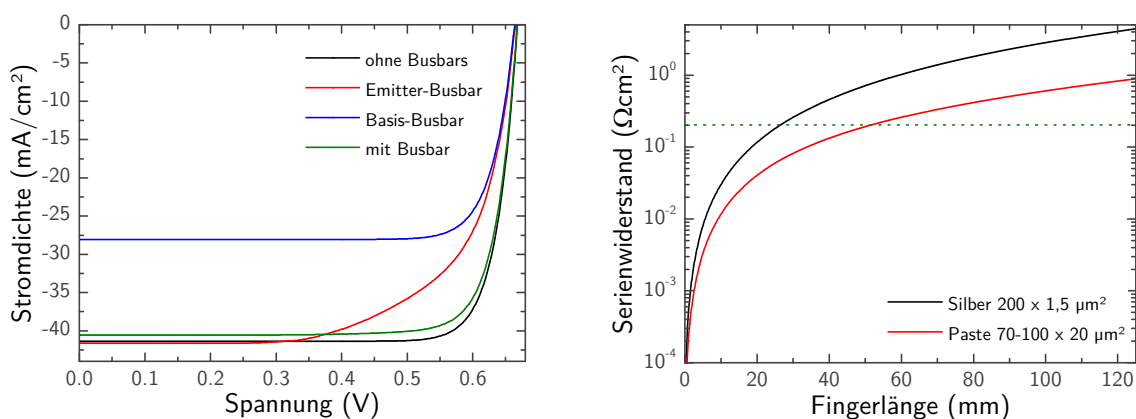


Abbildung 3.17: Links: Ergebnisse der verschiedenen jV-Parameter der Busbar-Einheitszellen im Vergleich zur jV-Kurve ohne Busbars und in Parallelschaltung mit den Einheitszellen der Busbars auf einer 125er Solarzelle. Bereiche des Wafers unter dem Basisbusbar führen zu Stromverlusten, Bereiche unter dem Emitterbusbar führen zu Füllfaktorverlusten. Rechts: Serienwiderstände von kommerziellen Silberpasten und reinen Silberfingern in Abhängigkeit der Fingerlänge, die grüne gepunktete Linie dient als Hinweis für den Leser und gibt ungefähr das Limit des Serienwiderstandsbeitrags aus den Fingern einer konventionellen Solarzelle an.

Wie aus Abbildung 3.17 (links) entnommen werden kann, ist die Einheitszelle ($8 \times 1.7 \text{ mm}^2$) mit dem Basisbusbar gegenüber der Struktur ohne Busbars vorwiegend durch den Strom limitiert. Dabei nimmt der simulierte Strom von $41,65 \text{ mA/cm}^2$ auf $28,07 \text{ mA/cm}^2$ ab. Die Differenz von $13,58 \text{ mA/cm}^2$ hat ihre Ursache darin, dass die Minoritäten (Löcher), je nachdem wie weit sie vom „rettenden“ Emitter entfernt sind, unterwegs rekombinieren.

$$L_h = \sqrt{D_h \tau_h} = 3,4 \text{ mm} \quad (3.5)$$

Da die Distanz aus der Summe der Breite der Busbars und des Sicherheitsabstandes zwischen Metall und p-n-Übergang (s. Abbildung 3.17) in derselben Größenordnung wie die Diffusionslänge L_h der Minoritäten ist, ist davon auszugehen, dass vom äußeren Rand der Struktur nur ca. ein Drittel ($1/e$) der Ladungsträger den p-n-Übergang erreichen kann.

An der Emitterstruktur sieht das Bild etwas anders aus. Der Kurzschlussstrom ist ähnlich der Zellstruktur, allerdings fällt der Füllfaktor im Vergleich zur Struktur ohne Busbars um 15% abs. ab. Die Majoritäten (Elektronen) müssen dabei den Widerstand auf der Strecke zum Basiskontakt überwinden. Da die Elektronen aus dem gesamten Wafer über dem Emitterbusbar am Basiskontakt abgeführt werden, existiert am Eintrittspunkt zum nächstgelegenen Basisfinger ein Staupunkt ähnlich dem in Abschnitt 3.2.1 und 4.1.3 beschriebenen. Auf Grund der relativ hohen Breite des Emitterbusbars erhöht sich der Widerstand, den die Majoritätsladungsträger überwinden müssen, in erheblichem Maße. Daher ist für die Einheitszelle mit dem Emitterbusbar maximal eine Effizienz von 18,06% abs. zu erwarten.

Tabelle 4: Analyse der simulierten jV-Parameter für die p- und n- Busbareinheitszellen, für die normale IBC-Solarzelle (ohne Busbar) und die Kombination aus beiden Busbars und der busbarlosen Solarzelle. Die Farbcodierung entspricht den zugehörigen jV-Kennlinien aus Abbildung 3.17.

Einheit	j_{sc} mA/cm ²	V_{oc} mV	FF %	η %
■ Emitter Busbar	41,65	665	65,2	18,06
■ Basis Busbar	28,07	664	81,8	15,24
■ Ohne Busbars	41,34	668	82,5	22,81
■ Kombiniert ()	40,55	667	81,2	21,98
$\Delta_{abs.}$ (■ - ■)	-0,84	-0,33	-1,32	-0,83
$\Delta_{rel.}$ (■ / ■ - 1) [%]	-2,02	-0,05	-1,60	-3,64

Zwar sind die Einflüsse unter beiden Busbars für die jV-Kennlinie auf den ersten Blick gravierend, jedoch nehmen sie bei einer typischen Solarzelle (125 mm Kantenlänge) anteilig keine große Fläche ein. Um den Einfluss der Randbereiche auf eine solche Solarzelle zu quantifizieren, werden die jeweils 8 mm langen Randbereiche mit einer 109 mm langen Zwischenstruktur (Abbildung 3.17 links, „ohne Busbars“) parallel geschaltet. Parallelschaltung bedeutet die Addition des auf die jeweilige Fläche bezogenen Stromes bei unveränderter Spannung. Durch den geringeren Flächenanteil der randseitigen Strukturen reduziert sich der

Einfluss auf die Gesamteffizienz der Solarzelle zu einem Unterschied von 0,8%abs. Der auf die Gesamtfläche bezogene Strom reduziert sich dabei um 0,83 mA/cm², während der Füllfaktor um 1,32%abs. sinkt. Um diese Verluste zu vermeiden, kann beispielsweise die Breite der Busbars erheblich gesenkt werden indem der für die Leitung nötige Querschnitt über die Höhe der Busbars reguliert wird. Eine weitere Möglichkeit ist eine erhöhte Anzahl an Busbars, die über die Solarzelle in regelmäßigen Abständen angebracht sind. Dies ist zwar prozesstechnisch herausfordernd, wirkt sich allerdings positiv auf die Freiheitsgrade bei der Wahl der Fingergeometrie aus. Der Einfluss der Finger auf den Serienwiderstand wird daher im nächsten Abschnitt beleuchtet und daraus motiviert, warum in dieser Arbeit ein sog. Multi-Busbar-Ansatz (vgl. Abschnitt 6.2) aus physikalischer Sicht einen doppelten Vorteil liefert.

3.3.2 Fingerwiderstände

Grundsätzlich führen Verluste in den Fingern der Solarzelle zu einem zusätzlichen Serienwiderstand, der sich in der jV-Charakteristik als Füllfaktorverlust niederschlägt. Exemplarisch ist der Serienwiderstandsanteil der Finger in Abbildung 3.17 für zwei Fälle, einer Laborstruktur aus reinem Silber, wie sie beim Elektronenstrahlverdampfen entsteht, und einer typischen industriell relevanten Silberpastenstruktur, wie sie beim Siebdruck entsteht, gemäß (3.6) berechnet. Die Herleitung dazu findet sich in Appendix A.

$$R_{Finger,eff} = \frac{\rho \cdot W_{Zelle} \cdot l^2}{3 \cdot A_{Finger}} \quad (3.6)$$

Für die stromsammelnde Fläche eines Fingers wird die Breite der Einheitszelle von 1,7 mm angenommen und für die Finger ein Querschnitt bei aufgedampften Silberfingern von $200 \times 1,5 \mu\text{m}^2$, bei Silberpaste von $100 \times 20 \mu\text{m}^2$. Als Referenz ist der ungefähre Anteil des Fingerserienwiderstandes ($0,2 \Omega\text{cm}^2$) bei einer konventionellen Solarzelle, deren Serienwiderstand nicht der dominierende limitierende Faktor für den Wirkungsgrad ist, dargestellt. Es zeigt sich, dass ein signifikanter Serienwiderstandsanteil bei dem Laborkonzept bereits nach 25 mm Fingerlänge auftritt, während bei der Silberpaste bis zu 50 mm möglich sind, ohne die Effizienz der Solarzelle maßgeblich zu beeinflussen. Für größere Längen ist es unabdinglich, den Querschnitt des Leiters zu erhöhen. Anfängliche Voruntersuchungen haben ergeben, dass dies zwar bei einer $125 \times 125 \text{mm}^2$ Solarzelle über Plattieren von Ag (ca. $17 \mu\text{m}$ Zunahme, wenn davon ausgegangen wird, dass der Kontakt gleichmäßig in die Höhe wie Breite wächst) zu erreichen ist, allerdings zieht dies einen zusätzlichen Prozessschritt und einen hohen Silberverbrauch nach sich. Gegenüber dem Silberverbrauch bei konventionellen Solarzellen von 100-150 mg/Solarzelle würde sich die Silbermenge nochmals um ca. 300 mg/Zelle erhöhen. Daher ist es für ein zukunftsweisendes IBC-Solarzellenkonzept vorzuziehen, die typische Solarzellenstruktur mit randseitigen Busbars aufzugeben und nach anderen Lösungsansätzen zu

suchen. Deswegen wird in dieser Arbeit eine Multi-Busbar-IBC-Solarzelle entwickelt und hergestellt. Diese verfügt über kurze Fingerabstände und mehrere Busbars, die neben den Kontaktpunkten keine direkte Verbindung zum Wafer haben. In Kapitel 6 werden der auf diesen Ergebnissen aufbauende Solarzellenprozess und verschiedene Herangehensweisen und deren Grenzen bei der Metallisierung vorgestellt.

4 Semi-analytisches Serienwiderstandsmodell

Der Serienwiderstand einer Solarzelle bestimmt den Füllfaktor, hat daher direkten Einfluss auf den Wirkungsgrad und ist für viele Solarzellenkonzepte durch analytische Gleichungen präzise bestimmbar. Da es für IBC-Solarzellen auf Grund nichtlinearer Effekte keine analytische Lösung gibt, werden im folgenden Kapitel semi-analytische Gleichungen und deren Gültigkeitsgrenzen für gängige Geometrien von IBC-Solarzellen mit Hilfe von TCAD Simulationen und der in Kapitel 2 vorgestellten FELA hergeleitet. Es kann gezeigt werden, dass sich der Strom an der Kante vom Emitter zum BSF und über dem BSF-Kontakt im Wafer staut (s. Abschnitt 2.1). Da dieser Effekt bei linearen Gleichungen nicht berücksichtigt ist, kann über die Methode nach Palm und Vanderwiele [82] das Vektorpotential des Stromes aus der Simulation berechnet und daraus die Verteilung des Stromes zwischen und innerhalb der einzelnen Regionen der Solarzelle bestimmt werden. Damit kann gezeigt werden, dass die Modifikationen der klassischen linearen Serienwiderstandsberechnung nach Yang *et al.* [83] gegenüber den linearen Gleichungen (zu finden z.B. in [84]) für den Emitter und das BSF Abweichungen in der gleichen Größenordnung liefern. Mit der Kenntnis der genauen Verteilung der Ströme in der Solarzelle können die Abweichungen zu den linearen Gleichungen präziser bestimmt, Korrekturfaktoren für gängige Geometrien eingeführt und damit die Genauigkeit des Modells gegenüber der TLIM erhöht werden. Eine Besonderheit des Wafers ist dabei, dass die Leitfähigkeit, insbesondere bei hochohmigen Wafern, zunehmend injektionsabhängig ist. Die effektive Leitfähigkeit wird mit Hilfe einer Parametrisierung um die durch Δn hervorgerufene Änderung korrigiert. Bei der Analyse des Wafers kann zudem gezeigt werden, in welchem Bereich das Modell nach Verlinden *et al.* [85] Gültigkeit besitzt und warum es für kleine W_{Zelle} und α zu hohen Abweichungen kommt.

Aus der Verteilungsfunktion der Ströme lässt sich ebenfalls schließen, dass das FSF und der Wafer als Parallelschaltung aufgefasst werden können. Damit kann ein Ersatzwiderstandsmodell für die IBC-Solarzelle hergeleitet werden. Die physikalischen Rahmenbedingungen, der Weg zum Ersatzschaltbild und die Korrektur für die einzelnen Bereiche sind Thema der folgenden Abschnitte.

4.1 Methodik zur Bestimmung von Ersatzwiderständen

Dieser Abschnitt ist untergliedert in die Präsentation der verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung des Serienwiderstands durch experimentelle Messungen und es wird gezeigt, in welchem Bereich die Verknüpfung zur FELA gültig ist. Daraufgehend werden Gleichungen zur Serienwiderstandsberechnung, die für die Analyse der einzelnen Schichten benötigt werden, vorgestellt.

4.1.1 TLIM und Serienwiderstände

Der Serienwiderstand einer Solarzelle wird normalerweise aus der Messung einer jV -Kennlinie bei einer Sonne bestimmt [86]. Dabei gibt es verschiedene Herangehensweisen, wie beispielsweise das Anpassen des Zwei-Dioden-Modells [84] an eine jV -Kurve, bei dem zwar das Ersatzschaltbild eindeutig definiert ist, diese Annahme jedoch von Idealisierungen ausgeht [87], die u.a. für das IBC-Solarzellenkonzept nicht zutreffend sind. Im Experiment wird beispielsweise häufig ein Idealitätsfaktor für die zweite Diode größer als zwei benötigt, um die Kurvenform der Kennlinie einer IBC-Solarzelle nachbilden zu können. Ursache ist wahrscheinlich der im Gegensatz zu den konventionellen Solarzellen nicht ganzflächig vorhandene Emitter, weshalb der Strom in der Solarzelle nicht überall unidirektional fließen kann und die Tatsache, dass der Wafer für den Stromtransport gegenüber konventionellen Solarzellen eine viel größere Rolle spielt. Neben der Extraktion des Serienwiderstands aus dem Zwei-Dioden-Modell kann dieser außerdem über SunsVoc [88] oder I_{sc}/V_{oc} -Messungen [86] bestimmt werden. Dabei wird der Serienwiderstand aus dem Vergleich der unter einer Sonne gemessenen Kennlinie und einer injektionsabhängigen Kennlinie, die quasi serienwiderstandsfrei ist, berechnet. Der Nachteil dieser Methode ist, dass dabei die Lichtintensität und folglich Δn über mehrere Größenordnungen variiert werden. Die Rekombination in der Solarzelle ist teilweise nicht linear mit Δn und kann daher das Ergebnis verfälschen. Besonders deutlich wird dies beim Unterschied im Serienwiderstand zwischen einer Dunkel- und einer Hellkennlinie.

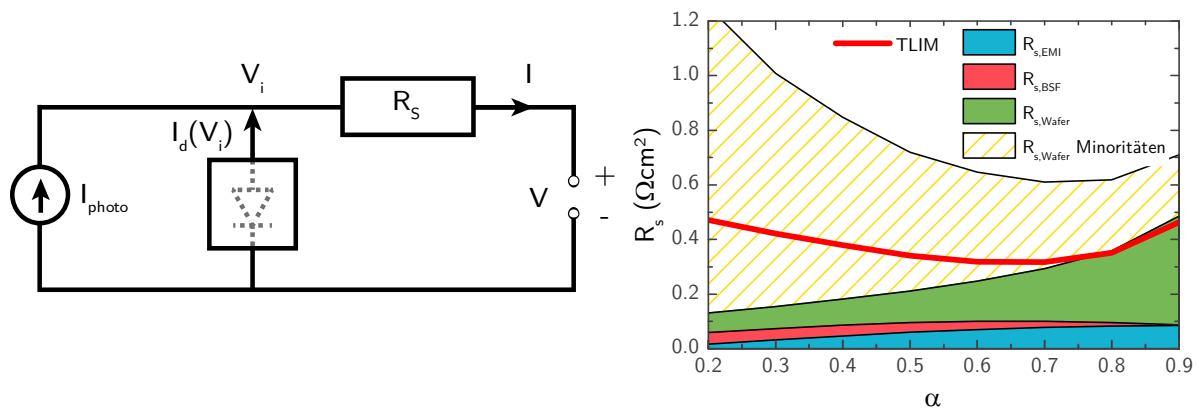


Abbildung 4.1: Links: Ersatzschaltbild der TLIM. Rechts: Vergleich zwischen TLIM und Serienwiderstandsbeiträgen der FELA für eine IBC-Solarzelle ohne FSF ($W_{Zelle} = 750 \mu m$, $\rho_{Basis} = 15 \Omega cm$). Der in Gelb gestrichelt dargestellte Ersatzwiderstand der Minoritäten soll zeigen, dass wahrscheinlich eine Korrelation zwischen dem Unterschied der TLIM zum kumulierten Ersatzwiderstand der Majoritäten und dem Minoritätenbeitrag besteht.

Da weder Fehler in der Theorie des Zwei-Dioden-Modells noch Ungenauigkeiten durch die Injektionsabhängigkeit für die Bestimmung des Serienwiderstandes von Vorteil sind, wurde die TLIM (*two-light-intensity*-Methode, auch M(-ulti)LIM oder MLM genannt) von Wolf und Rauschenbach [86] entwickelt. Dabei werden Hellkennlinien bei mehreren Intensitäten nahe einer Sonne aufgenommen (in den Auswertungen dieser Arbeit bei 0,93, 1 und 1,07 Sonnen) und der Serienwiderstand aus der Steigung der Kennlinien um den MPP bestimmt. Gleichzeitig

kann aus der Linearität der drei Messpunkte die Gültigkeit des Modells überprüft werden und ist damit gemäß Fong *et al.* [89] die präziseste Methode zur Bestimmung des Serienwiderstands. Neben experimentellen jV -Kurven kann die TLIM auch für simulierte jV -Kurven verschiedener Intensitäten angewendet werden und damit als virtuelle Referenz für die Summe der über die FELA extrahierten Serienwiderstände der einzelnen Solarzellenregionen dienen. Bei den Untersuchungen hat sich gezeigt, dass generell kein signifikanter Unterschied zwischen Serienwiderständen, die aus der FELA und der TLIM berechnet werden, existiert. Für kurze W_{Zelle} , niedrige Basisdotierung und abnehmende Emitteranteile α , dargestellt in Abbildung 4.1 (rechts), weicht die Berechnung nach der FELA allerdings erheblich von der TLIM ab. Eine Ursache dafür könnte sein, dass die bei geringeren Emitteranteilen weiteren Wege der Minoritäten zusätzlich zum Serienwiderstand beitragen können (s. Abbildung 4.1 rechts). Für die Auswertung, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt wird, werden nur Bereiche ($\alpha > 0,5$) betrachtet, in denen die TLIM nicht zu weit ($< 10\%$) von den aus den Majoritätenströmen berechneten Serienwiderständen abweicht.

4.1.2 Allgemeine Gleichungen zu Ersatzwiderständen

Die Vorgehensweise zur Berechnung und dem Vergleich der Serienwiderstände wird im Folgenden erläutert. Einerseits können die Ersatzwiderstände über die Joule'schen Verluste der Majoritäten aus der FELA mit Hilfe von Gleichung (2.5) berechnet werden:

$$R_{S,FELA,i} = \frac{\phi_{Maj,i}}{j_{mpp}^2} \quad (4.1)$$

Andererseits lassen sich unter Annahme unidirektionalen Stromtransports Ersatzwiderstände einer Region bestimmen, indem die integralen mit den effektiven Verlustleistungen gleichgesetzt werden:

$$R_{eff} \cdot I_{max}^2 = P_{eff} \stackrel{!}{=} P_{int} = \int^W I^2 \cdot dR \quad (4.2)$$

Die Ladestromdichte j_{akk} , die in Abhängigkeit der Länge des Flächenelements dx und der Breite der Schicht b eingesammelt wird, ergibt sich zu:

$$I(x) = j_{akk} \cdot b \cdot f(x, W) \quad (4.3)$$

$f(x, W)$ dient als Verteilungsfunktion des Stromes und gibt an, wie sich der Strom in einer Schicht entweder ansammelt oder die Schicht wieder verlässt.

Der differentielle Widerstand, über den spezifischen Widerstand ρ der Schicht und der Querschnittsfläche der Schicht $t \cdot b$ ausgedrückt, ist:

$$dR = \frac{\rho \cdot dx}{t \cdot b} \quad (4.4)$$

Wobei t die Dicke der Schicht und $R_{sh} = \rho/t$ der Schichtwiderstand ist. Mit diesem Formalismus kann der integrale Teil der Gleichung gelöst werden.

Der effektive Teil ergibt:

$$I_{max} = j_{akk} \cdot b \cdot W \quad (4.5)$$

W bezeichnet die Länge der betrachteten Schicht in der Einheitszelle. Der flächenbezogene Ersatzwiderstand in Ωcm^2 ist definiert als der Widerstand der Schicht bezogen auf die gesamte Fläche der Einheitszelle und ergibt sich daher zu:

$$R_{S,eff} = R_{eff} \cdot b \cdot W_{Zelle} \quad (4.6)$$

Wird die Funktion $f(x,W)$ auf die Länge der Schicht normiert, d.h. $x_n = x/W$, und Gleichung 4.4, 4.3 und 4.2 in 4.1 eingesetzt und das Ergebnis in 4.5 eingesetzt, ergibt sich [90; 91]:

$$R_{S,eff} = R_{sh} W_{Zelle} W \int_0^1 f^2(x_n) dx_n \quad (4.7)$$

Der Ersatzwiderstand $R_{S,eff}$ ist damit in keinem der Fälle eine Funktion von b und des Stromes, sondern nur eine Funktion des Schichtwiderstandes, der Länge der Einheitszelle, der Länge der betrachteten Schicht in der Einheitszelle und des relativen Verlaufs der Verteilung von Strom in der betrachteten Schicht. Im Falle linearer Stromanhäufung in der Schicht ergibt sich $f(x_n) = x_n$. Das Integral, im Folgenden als F abgekürzt, ergibt dann $1/3$ und die Gleichung entspricht für eine über die ganze Einheitszellenbreite ausgedehnte Schicht gerade der klassischen linearen Formel $R_{S,klass} = 1/3 \cdot R_{sh} \cdot W_{Zelle}^2$, die sich in der Standardliteratur [16] findet. Im Grenzfall eines gewöhnlichen Ohm'schen Widerstands, bei dem der komplette Strom über die ganze Länge der Schicht fließt, ist $f(x_n) = 1$. In jedem Fall gilt für alle Schichten, bei denen die Anhäufung von Strom in der Schicht nur vom Abstand abhängt, dass die normierte Verteilungsfunktion bei $f(0) = 0$ ist, danach monoton ansteigt und ihr Maximum am Ende der Schicht bei $f(1) = 1$ hat. Eine Funktion $f(x_n) = x_n^y$, die zwar physikalisch kein Äquivalent besitzt, aber die aus der Simulation extrahierbaren Verteilungsfunktionen (s. Abschnitt 4.1.3) gut beschreiben kann, erlaubt anschauliche Rückschlüsse über die Bedeutung der normierten Verteilungsfunktion.

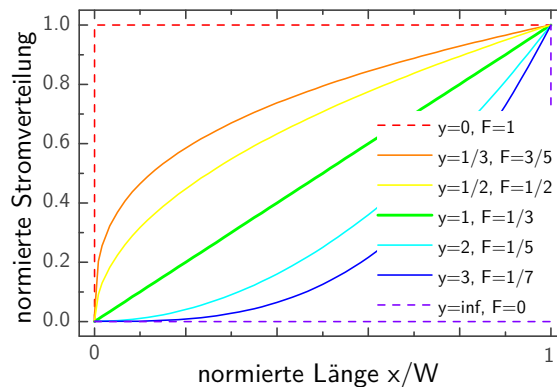


Abbildung 4.2: Normierte Verteilungsfunktion des Stromes in Abhängigkeit der normierten Länge einer Schicht als Maß für die Akkumulation von Strom in dieser Schicht.

Aus der Integration kann einfach gezeigt werden, dass das Integral für diese Funktion immer die Form $F = 1/(1+2y)$ hat. Der Fall $y = 1$ ergibt, wie bereits erwähnt, die lineare Gleichung mit $F = 1/3$. Für alle $0 < y < 1$ kann man aus Abbildung 4.2 entnehmen, dass der Strom sich am Anfang der Schicht schneller ansammelt, weshalb ein größerer Anteil der Ladungsträger über die gesamte Schicht transportiert wird und daher gegenüber der linearen Akkumulation ein größerer Widerstand mit $F > 1/3$ entsteht. Für $y > 1$ sammelt sich der Strom eher am Ende der Schicht an, und ein größerer Teil des Stromes muss nur noch einen kurzen Weg in der Schicht zurücklegen. Daher ist der Widerstand kleiner und $F < 1/3$. Die beiden Extremfälle für $y = 0$ und y gegen unendlich ergeben einmal einen „normalen“ Widerstand, bei dem der vollständige Strom die ganze Schicht passiert ($F = 1$) und für den zweiten Fall, bei dem die Schicht erst vollständig am Ende geladen wird, konvergiert F gegen null. In diesem Fall hätte sie gar keinen Widerstand.

Um den Verlauf der normierten Verteilungsfunktion aus der Simulation zu erhalten, wird im nächsten Abschnitt die Methode nach Palm und Vanderwiele [82] vorgestellt und für die Anwendung an IBC-Solarzellen erklärt. Der Vergleich zwischen den soeben vorgestellten semi-analytischen Gleichungen und der Berechnung aus der FELA bilden die Grundlage für die Verifizierung des vorgestellten Serienwiderstandsmodells.

4.1.3 Vektorpotential für den Strom und Ersatzwiderstandsmodell

Ausgehend von der Nettostromdichte in einer typischen IBC Solarzelle lassen sich zunächst zwei Charakteristiken ablesen (s. Abbildung 4.3 oben). Für eine nicht verschwindende BSF-Länge sind die Staupunkte einmal auf den Übergang zwischen Emitter und BSF (Majoritäten und Minoritätenstauung) und direkt über den Basiskontakt (nur Majoritäten) verteilt. Letzterer Staupunkt entsteht, weil ein Teil des Stromes (bei den Standardparametern ca. 30%) über das FSF fließt und erst direkt über dem Basiskontakt in den Wafer freigesetzt wird und sich dann über dem Kontakt staut.

Auf der anderen Seite lässt sich erkennen, dass der Nettostrom in der Solarzelle im kegelförmigen blauen Bereich in Abbildung 4.3 (oben) ein Minimum besitzt. D.h. dass der Stromfluss im rechten Bereich der Solarzelle durch Majoritäten und im linken Bereich (oberhalb des Emitters) durch Minoritäten dominiert wird. Eine mögliche Herangehensweise zur Extraktion des Serienwiderstandes wäre an diesem Punkt zu sagen, dass nur die jeweils lokal dominierende Ladungsträgersorte zum Serienwiderstand beiträgt. Dies bedeutet, dass der Serienwiderstand im Wafer aus einer Komponente für Löcher und einer für Elektronen besteht, die über eine virtuelle „Trennlinie“ im Wafer voneinander separiert sind. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass der Strom im erwähnten kegelförmigen Minimum nirgends null ist (der Stromfluss ist zweidimensional und die Nettostromdichte ist eine Vektoraddition) und dass das globale Minimum nicht linear von der Geometrie abhängt und somit analytisch nicht vorhergesagt werden kann.

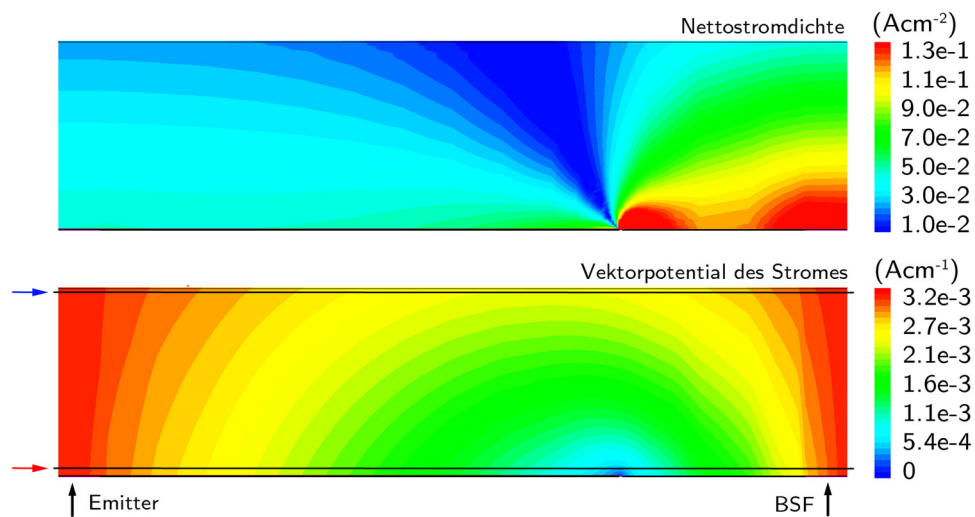


Abbildung 4.3: Oben: Nettostromdichte einer typischen IBC-Solarzelle. Unten: Korrespondierendes Vektorpotential des Stromes.

Daher wird in dieser Arbeit eine Methode nach Palm und Vanderwiele vorgestellt, bei der die Stromflüsse in einer Region und die Aufteilung der Stromflüsse zwischen diesen bestimmbar sind. Da die Nettostromdichte $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$ die Kontinuitätsgleichung $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ erfüllt, kann sie als Rotation eines Vektorpotentials \vec{C} geschrieben werden. So lange die Simulation zweidimensional ist, hat das Vektorpotential nur eine Komponente in z-Richtung ($C_z = C$). Daher kann die Nettostromdichte geschrieben werden als [82]:

$$\vec{j} = \nabla \times \vec{C} = \begin{bmatrix} \frac{\partial C}{\partial y} \\ -\frac{\partial C}{\partial x} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Dies bedeutet, dass 1/ die Äquipotentiallinien von C die Richtung des Nettostromes angeben und 2/ die Differenz zwischen den Werten von C an zwei beliebigen Stellen in der Solarzelle

dem gesamten Stromfluss zwischen diesen beiden Punkten entspricht [82]. Um herauszufinden, wieviel Strom von einer beliebigen Schicht (BSF, FSF, Emitter) in den Wafer (ab)fließt, werden zwei horizontale Schnittkanten direkt an den Grenzflächen eingeführt (s. Abbildung 4.3 unten, roter und blauer Pfeil). Da der Strom in oder aus der Schicht die senkrechte Komponente der Nettostromdichte ist, kann über die Integration einer Schnittkante und Gleichung (4.8) gezeigt werden, dass:

$$\int_0^y j_x dy' = C(y) - C(0) = \frac{I_{max}}{b} \cdot f(y) \quad (4.9)$$

Aus diesem Grund kann die Verteilungsfunktion des Stromes f (Abschnitt 4.1.2) bis auf eine Konstante aus dem Vektorpotential des Stromes bestimmt werden.

Da der gesamte Strom in jedem Fall je durch die Basis- und Emitterkontakte fließen muss, kann die relative Aufteilung aller möglichen Strompfade in der Solarzelle über Schnittkanten am Übergang zwischen dem Wafer und den rückseitigen Schichten (Emitter und BSF) sowie zwischen dem Wafer und dem FSF bestimmt werden. Die typische Aufteilung des Stromes eines 750 μm langen IBC-Solarzelle ist exemplarisch in Abbildung 4.4 (links) dargestellt. Damit verschiedene Solarzellengeometrien miteinander verglichen werden können, ist die Längsachse normiert. Die blauen und roten Linien entsprechen dabei den Schnittkanten, wie sie in Abbildung 4.3 (unten) über die Pfeile angedeutet sind. Das FSF transportiert in diesem Fall maximal ein Drittel des Stromes ($J_{max,FSF}$), während zwei Drittel des Stromes über den Wafer ($J_{max,Wafer}$) zu den Kontakten transportiert wird.

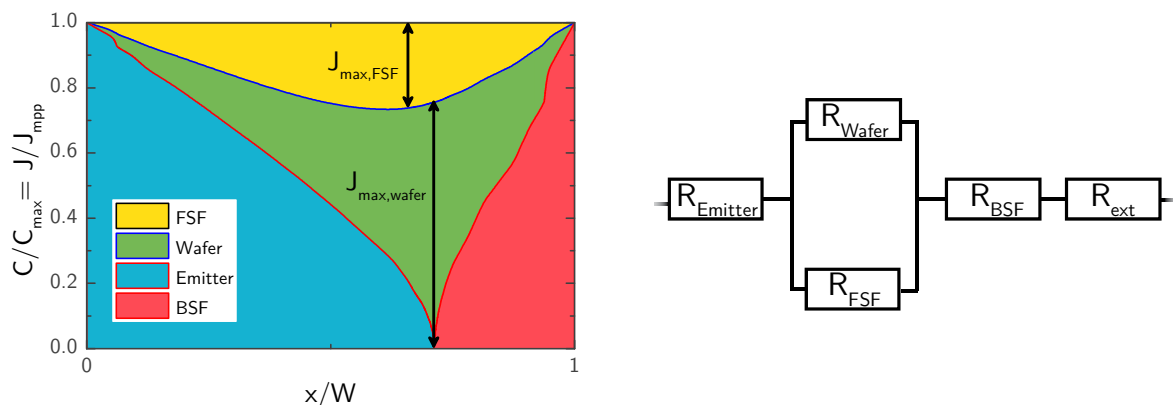


Abbildung 4.4: Links: Stromaufteilung in den Regionen der Solarzelle. Rechts: vorgeschlagenes Ersatzwiderstandsmodell einer IBC-Solarzelle, bei dem Wafer und FSF parallel geschaltet sind.

Aus der relativen Verteilung des Stromes kann daher ein Modell für die Ersatzwiderstände (Abbildung 4.4 rechts) hergeleitet werden. Wafer und FSF teilen sich dabei den Strom untereinander auf und sind demnach zueinander parallel geschaltet, während Emitter und BSF dazu in Serie geschaltet sind. Als R_{ext} werden zusätzliche Serienwiderstände, wie sie am Kontakt, in den Fingern oder den Busbars entstehen können, zusammengefasst (diese werden dieser Stelle nicht näher betrachtet).

Dass das vorgestellte Modell und insbesondere die Annahme der Parallelität von Wafer und FSF eine ausreichende Genauigkeit besitzen, und z.B. eine Parallelschaltung von Wafer und BSF nicht von Vorteil ist, wird in Abschnitt 4.3 im betrachteten Parameterraum untersucht.

4.2 Emitter und BSF als Serienwiderstände

In diesem Abschnitt wird die vorgestellte Methode der Auswertung mittels FELA und der Methode nach Palm und Vanderwiele (Abschnitt 4.1.3) auf den Emitter und das BSF angewendet und daraus Ersatzwiderstände berechnet. Abweichungen zu den linearen Gleichungen können damit erklärt werden und es kann gezeigt werden, dass der Fehler in der Berechnung der Serienwiderstände nach Yang *et al.* [83] gegenüber der Simulation in derselben Größenordnung wie bei der Berechnung nach den linearen Gleichungen liegt.

Für den Emitter gilt nach Gleichung (4.7):

$$R_S = R_{sh} \cdot W_{Zelle}^2 \cdot \alpha \cdot \int_0^1 f^2(x_n) dx_n = R_{sh} \cdot W_{Zelle}^2 \cdot \alpha \cdot F_{emi} \quad (4.10)$$

Betrachtet man die normierte Verteilungsfunktion für den Emitter (Abbildung 4.5 links), stellt man zunächst fest, dass sich der Strom für alle Geometrien am Anfang der Schicht schneller anhäuft, als die lineare Gleichung vorgibt. Der Grund für die anfänglich höhere Anhäufung des Stromes ist, dass die über dem Bereich des BSFs generierten Löcher versuchen, den p-n-Übergang am Beginn des Emitters ($\alpha \cdot W_{Zelle}$) zu überqueren. Des Weiteren kann man erkennen, dass sich die Kurven für größer werdende α und kleinere Einheitszellenbreiten, d.h. immer kürzeren Bereichen, die nicht mit dem Emitter bedeckt sind, zunehmend dem linearen Verlauf annähern. Im Grenzfall für ein nicht vorhandenes BSF konvergieren sie schließlich gegen die lineare Lösung.

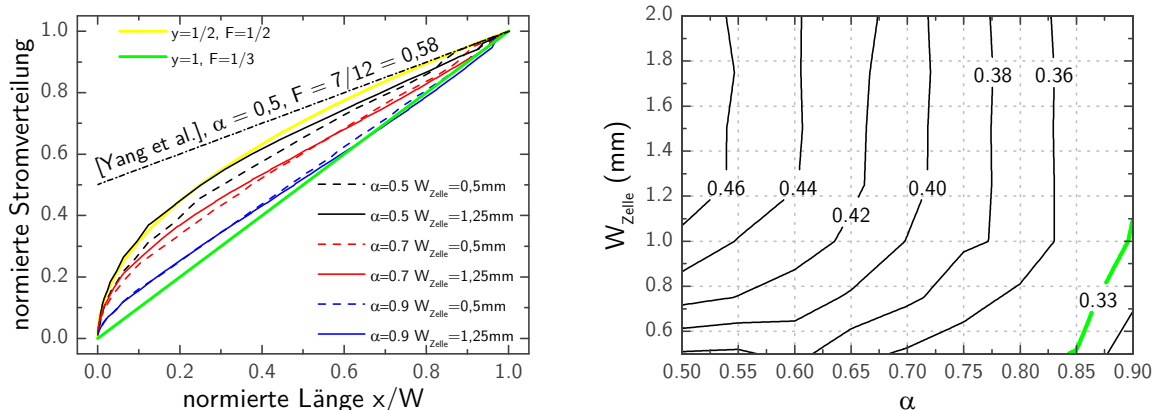


Abbildung 4.5: Links: Normierte Verteilungsfunktion des Stromes im Emitter für verschiedene α und W_{Zelle} im Vergleich zur klassischen Berechnung und zur Berechnung nach Yang *et al.* (für $\alpha = 0.5$). Rechts: Extrahierte Faktoren F_{emi} für beliebige Kombinationen von α und W_{Zelle} im betrachteten Parameterraum.

In der Berechnung nach Yang *et al.* wird der Strom aus dem Teil der Zelle, über den die betrachtete Schicht nicht ausgedehnt ist, beim Eintritt in die Schicht instantan angehäuft. Da das aber nur unzureichend der Realität entspricht, wird der Serienwiderstand der Schicht damit grundsätzlich überbewertet. Exemplarisch ist dies für $\alpha = 0,5$ (schwarze Linien) in Abbildung 4.5 (links) gezeigt, und es lässt sich leicht erkennen, dass der Fehler bei dieser Berechnung (Unterschied zur durchgezogenen schwarzen Linie) in der gleichen Größenordnung ist wie der Fehler, der durch die lineare Berechnung (Unterschied zwischen grüner und schwarzer durchgezogener Linie) entsteht. Somit ist das Yang'sche Modell gegenüber der linearen Theorie nicht unbedingt von Vorteil.

Eine weitere Charakteristik der Anhäufung von Strom im Emitter ist, dass sich die gestrichelten (kleine W_{Zelle}) und durchgezogenen Linien (große W_{Zelle}) in Abbildung 4.5 (links) vom Verlauf her sehr ähneln. Dies bedeutet, dass sich die Akkumulation von Strom in der Schicht für längere Einheitszellen wenig ändert. Für hohe Einheitszellenbreiten wird F_{emi} , wie in Abbildung 4.5 (rechts) aus den vertikalen Äquipotentiallinien ersichtlich, sogar unabhängig von W_{Zelle} . Dies ist auch einer der Vorteile der Auswertung nach den Größen α und W_{Zelle} anstatt der Emitter- und Basisbreiten, wie z.B. in [85]. Aus Abbildung 4.5 (links) lässt sich allgemein feststellen, dass alle Linien zwischen der klassischen Lösung $F_{emi} = 1/3$ und $F_{emi} = 1/2$ liegen. Daher liegen alle Werte für die extrahierten F_{emi} eben in diesem Bereich.

Analog zum Emitter lässt sich für das BSF ebenfalls ein Zusammenhang aus Gleichung (4.7) herleiten. Die Länge der BSF-Schicht beträgt $(1-\alpha)W_{Zelle}$ und es ergibt sich:

$$R_{S,BSF} = R_{sh} \cdot W_{Zelle}^2 \cdot (1 - \alpha) \cdot \int_0^1 f^2(x_n) dx_n = R_{sh} \cdot W_{Zelle}^2 \cdot \alpha \cdot F_{BSF} \quad (4.11)$$

Neben der kleinen anfänglichen Anhäufung von Majoritätsladungsträgern (Elektronen) im BSF bei αW , sammelt sich der meiste Strom im BSF über dem Basiskontakt, da dort die Strompfade der über das FSF transportierten Ladung enden. In Abbildung 4.6 (links) fällt grafisch auf, dass sich die aufgespannten Flächen zwischen der normierten Stromverteilung und der linearen Anhäufung durch die am Anfang (Strom wird unterschätzt) und am Ende der Schicht (Strom wird überschätzt) verstärkte Anhäufung aufheben. Dies hat zur Folge, dass sich bei den meisten Strukturen, z.B. die schwarze gestrichelte und die rote durchgehende Linie in Abbildung 4.6 (links), ähnlich der linearen Anhäufung verhalten.

Für große α (blaue Linien) liegt die Kurve jedoch immer über einem Faktor von $1/3$, was nach Kenntnis des Autors daran liegt, dass das BSF in diesen Fällen jeweils sehr kurz ist, damit die Verluste sehr klein sind und daher der Fehler aus der Simulation vergleichsweise hoch ist. Daher wird vorgeschlagen für die Parametrisierung in diesen Fällen Werte von $F_{BSF} = 1/3$ zu verwenden.

Die schon bei der Analyse des Emitters vorgestellte Berechnung nach der Methode von Yang *et al.* liefert für das BSF aus den gleichen genannten Gründen ebenfalls eine Überschätzung des Serienwiderstandsbeitrags des BSF (Abbildung 4.6 links).

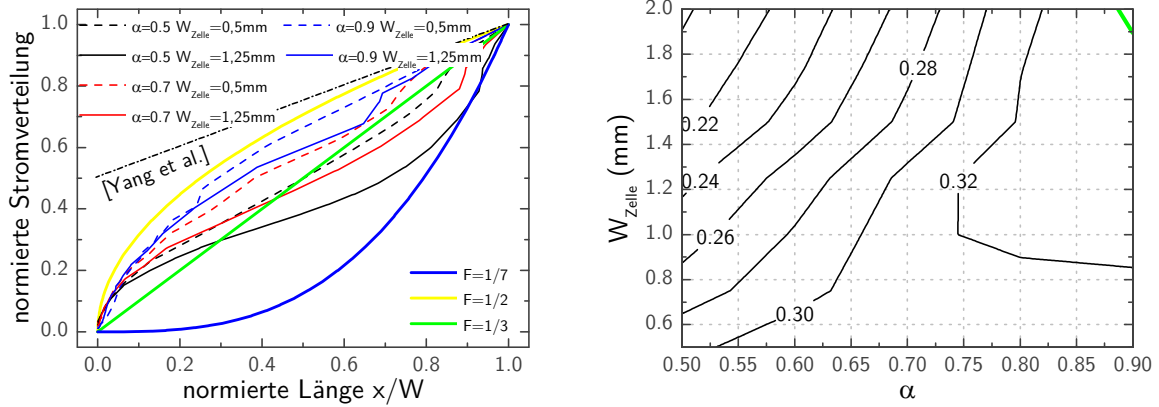


Abbildung 4.6: Links: Normierte Verteilungsfunktion des Stromes im BSF für verschiedene α und W_{Zelle} im Vergleich zur klassischen Berechnung und zur Berechnung nach Yang *et al.* (für $\alpha = 0,5$). Rechts: Extrahierte Faktoren F_{BSF} für beliebige Kombinationen von α und W_{Zelle} im betrachteten Parameterraum.

Bei der Extraktion des Faktors F_{BSF} kann man generell Werte kleiner $1/3$ erwarten (s. Abbildung 4.6 rechts), da der Anteil des Serienwiderstands von Ladungsträgern, die aus dem FSF über den Wafer in das BSF fließen, minimal ist.

4.3 Wafer und FSF als Parallelwiderstände

Im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Schichten fließt der Strom in der Solarzelle im FSF und im Wafer nicht vollständig durch beide Schichten, sondern teilt sich zwischen ihnen auf und ist somit als Parallelschaltung zu interpretieren. Daher kann für diese Schichten die für das BSF und den Emitter verwendete Vorgehensweise nicht einfach angewendet werden und die Verteilung der Ströme, die aus der normierten Verteilungsfunktion berechnet werden kann, muss berücksichtigt werden. Dass dieser Ansatz konsistent bzw. mit wenig Fehler behaftet ist, muss zunächst überprüft werden, da die jeweils maximalen Ströme, s. Abbildung 4.4 (links), wenn sie addiert werden, etwas über dem Gesamtstrom der Solarzelle liegen.

Für den Nachweis der Gültigkeit werden daher die Ersatzwiderstände auf zwei Arten berechnet und verglichen. Einmal kann über die Joule'schen Verluste ein Ersatzwiderstand aus in Serie geschaltetem Wafer und FSF bestimmt werden und andererseits kann über das Verhältnis der Ströme zwischen beiden Schichten der Parallelwiderstand bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, dass beide Ersatzwiderstände für das Schichtsystem gleich sein sollten, die Ersatzwiderstände für die einzelnen Schichten jedoch nicht, d.h.

$$R_{S,FSF} + R_{S,Wafer} = \frac{R_{P,FSF} \cdot R_{P,Wafer}}{R_{P,FSF} + R_{P,Wafer}}, \quad R_{S,i} \neq R_{P,i} \quad (4.12)$$

Für den Ersatzwiderstand des Wafer/FSF-Systems in Serie berechnet gilt:

$$R_{S,eq} = R_{S,FSF} + R_{S,Wafer} = (\phi_{FSF} + \phi_{Wafer})/j_{mpp}^2 \quad (4.13)$$

Wird davon ausgegangen, dass beide Widerstände parallel geschaltet sind, gilt:

$$R_{P,eq} = \frac{R_{P,FSF} \cdot R_{P,Wafer}}{R_{P,FSF} + R_{P,Wafer}} \quad (4.14)$$

Wobei die einzelnen Parallelwiderstände wiederum aus den Joule'schen Verlusten berechnet werden können:

$$R_{P,FSF} = \frac{\phi_{FSF}}{j_{max,FSF}^2}, \quad R_{P,Wafer} = \frac{\phi_{Wafer}}{(j_{mpp} - j_{max,FSF})^2} \quad (4.15)$$

Die durch die jeweilige Schicht fließenden Ströme können jeweils über ihren Anteil am gesamten Strom aus der normierten Verteilungsfunktion berechnet werden. Damit der darüber berechnete Strom nicht den Gesamtstrom der Solarzelle übersteigt, wird der maximale Strom im Wafer so gewählt, dass er, addiert zum Strom im FSF, gerade j_{mpp} ergibt.

Mit dieser Herangehensweise ergibt sich für einen sehr weiten Parameterraum und verschiedenste Solarzellegeometrien eine sehr gute Übereinstimmung ($< 2\%$ relative Abweichung, s. Abbildung 4.7).

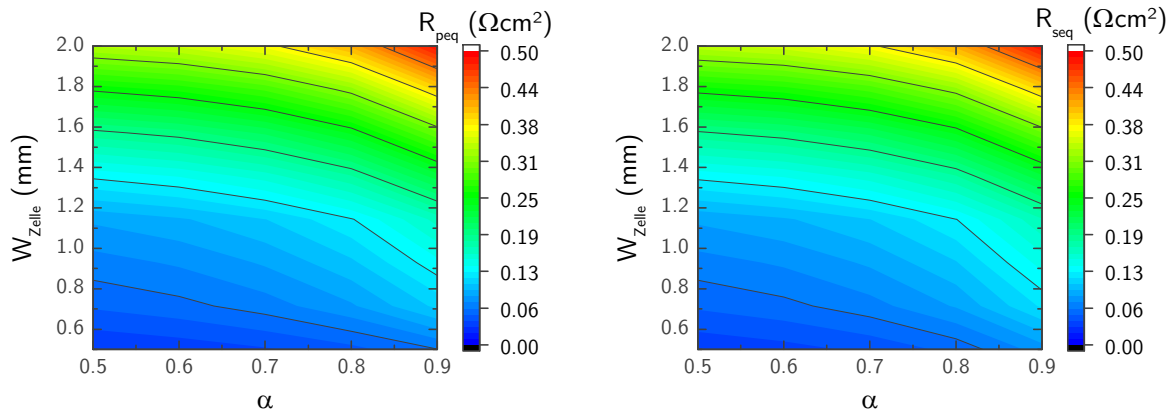


Abbildung 4.7: Links: Gemäß Gleichung (4.14) berechnete Ersatzwiderstände in Parallelschaltung für verschiedene α und W_{Zelle} . Rechts: Nach Gleichung (4.13) berechnete Ersatzwiderstände für verschiedene α und W_{Zelle} in Serienschaltung.

Eine signifikante Abweichung existiert nur für Solarzellegeometrien mit einem kurzen BSF ($< 100 \mu\text{m}$) und sehr schwach dotierten Wafern ($15 \Omega\text{cm}$). Dabei wird der über die Parallelschaltung berechnete Widerstand gegenüber der Serienschaltung um bis zu 15% unterschätzt. Dies könnte an der, für diese Fälle, auftretenden sehr inhomogenen Injektion verknüpft mit der schwachen Basisleitfähigkeit ($\Delta n > N_D$) im Bereich der Staupunkte am BSF liegen, deren Einfluss auf den Serienwiderstand mit abnehmender BSF-Länge steigt.

4.3.1 FSF

Bei Schichten wie dem BSF und dem Emitter wird davon ausgegangen, dass Joule'sche Verluste nur während des Anhäufungsprozesses (d.h. wenn sich der Strom sukzessive in der Schicht erhöht) anfallen und dass Verluste der Ladungsträger beim Verlassen der Schicht eine untergeordnete, d.h. vernachlässigbare Rolle spielen. Dies ist insofern meist gültig, weil der Strom die Schicht am Kontakt lateral über eine sehr kurze Distanz (die Transferlänge des Kontakts) und vertikal maximal über die (i.A. sehr niedrige) Dicke der Schicht verlässt und durch die kurzen Strecken anteilig nur geringe Verluste entstehen.

Im FSF hingegen (und auch in der Waferbasis in einer IBC-Solarzelle) treten Joule'sche Verluste in ähnlicher Größenordnung während des Akkumulations- und Entladeprozesses auf. Der Ersatzwiderstand des FSF besteht daher aus einem Serienwiderstand für den Teil, in dem Strom akkumuliert wird, und einem Teil, in dem Strom freigesetzt wird. Für den Akkumulationsteil kann direkt die Prozedur, wie sie bei Emitter und BSF gezeigt ist, angewendet werden. Da sich der Kurvenverlauf für den Entladeprozess der Schicht nur durch die Richtung des Stromflusses unterscheidet, kann der Serienwiderstand dieses Teils ebenfalls mit der bereits bekannten Vorgehensweise berechnet werden.

β definiert dabei den Anteil der Länge des FSF, in der Strom gesammelt wird. Das geschieht so lange, bis das Maximum im Vektorpotential des Stromes erreicht ist. Daher hat der Akkumulationsteil die Länge βW_{Zelle} und der stromfreisetzende Teil $(1-\beta) \cdot W_{Zelle}$. Es gilt:

$$R_{S,FSF} = R_{sh,FSF} \cdot W_{Zelle}^2 \cdot \left[\beta \int_0^1 f_{akk}^2(x_n) dx_n + (1-\beta) \int_0^1 f_{rel}^2(x_n) dx_n \right] \quad (4.16)$$

Wobei der Term in den eckigen Klammern als F_{FSF} definiert wird. Die normierten Verteilungsfunktionen f_{akk} und f_{rel} sind in Abbildung 4.8 (links) dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass sowohl der Strom akkumulierende als auch der freisetzende Teil je über der linearen Kurve (klassisch) liegen und man daher von der eckigen Klammer in Gleichung (4.16) Werte über 1/3 erwarten kann. Die Faktoren dazu sind in Abbildung 4.8 (rechts) dargestellt und liegen alle zwischen 0,4 und 0,5. Die Ursache für die erhöhten Joule'schen Verluste ist, dass das FSF den Wafer sozusagen kurzschließt und daher den Strom einerseits unter dem Emitterkontakt stärker sammelt, über das ganze FSF transportiert und erst unter dem BSF-Kontakt vermehrt freigibt.

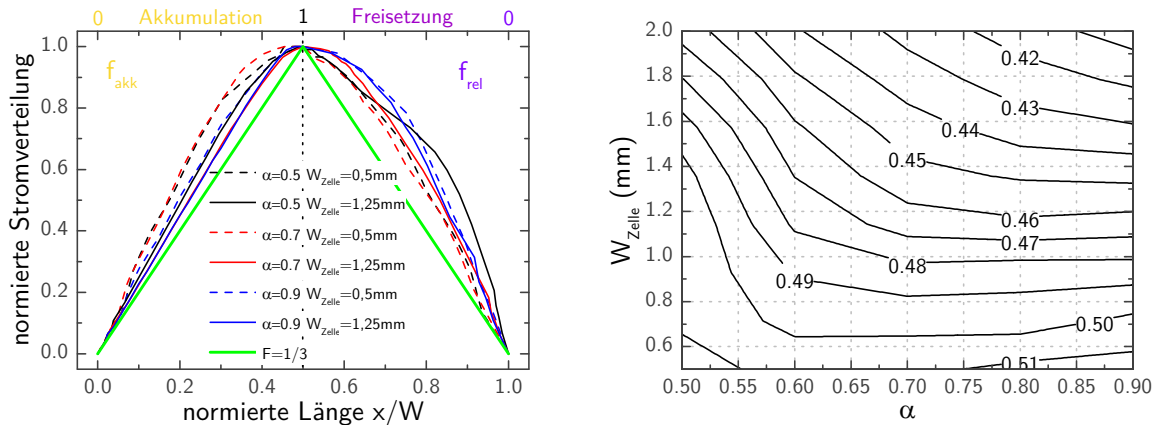


Abbildung 4.8: Links: Normierte Verteilungsfunktion des Stromes im FSF für verschiedene α und W_{Zelle} . Rechts: Extrahierte Faktoren F_{FSF} für beliebige Kombinationen von α und W_{Zelle} im betrachteten Parameterraum.

β ist meist gleich oder sehr nahe an α (s. Abbildung 4.8 links), weil sich der Strom im Normalfall fast ausschließlich unter dem Emitter im FSF akkumuliert. Die Abweichung zu α entsteht meist bei Geometrien/Parameterräumen, die die Ausbildung des Staupunktes am Übergang des Emitters zum BSF begünstigen. Ebenfalls auffällig und gültig für Strukturen mit $W_{Zelle} < 1200 \mu\text{m}$ und hohen α (s. Abbildung 4.8 rechts für $\alpha > 0,6$) ist, dass $R_{S,FSF}$ unabhängig vom Emitteranteil α wird. Das liegt daran, dass der Strom in der Schicht vom Verlauf so angehäuft wie er freigesetzt wird ($f_{akk} = f_{rel}$).

4.3.2 Wafer

Der Ausgangspunkt für die Beschreibung des Wafers ist die bereits in der Literatur vorhandene Formel von Verlinden *et al.* [85]. Diese nimmt an, dass 1/ Δn im Wafer aus einer Simulation entnommen werden muss, 2/ der Serienwiderstand im Wafer nur von dem mit Emitter bedeckten Teil des Wafers kommt und 3/ der Stromtransport im Wafer nur lateral ist. Daher wird in diesem Abschnitt zunächst gezeigt, wie die Injektion parametrisiert werden kann, so dass man ohne zusätzliche Simulation auskommt. In einem weiteren Schritt werden die Einflüsse des mit BSF bedeckten Teils des Wafers untersucht und gezeigt, warum diese nicht vernachlässigt werden können und dass gerade der zweidimensionale Stromtransport zur Bildung der Staupunkte am Übergang zwischen BSF und Emitter sowie am BSF-Kontakt führt.

4.3.2.1 Injektionsabhängigkeit

Nimmt man für die Basislebensdauer mehrere Millisekunden und für die Dicke der Solarzelle $180 \mu\text{m} \pm 40 \mu\text{m}$ an (wie es der Standard für industriell hergestellte IBC-Solarzellen ist), stellt man bei Beleuchtung unter einer Sonne fest, dass die durchschnittliche Ladungsträgerinjektion am MPP nur sehr schwach von der Geometrie der Solarzelle abhängt (s. Abbildung 4.9). Daher kann diese mit einem konstanten Δn von 10^{15} cm^{-3} angenähert werden.

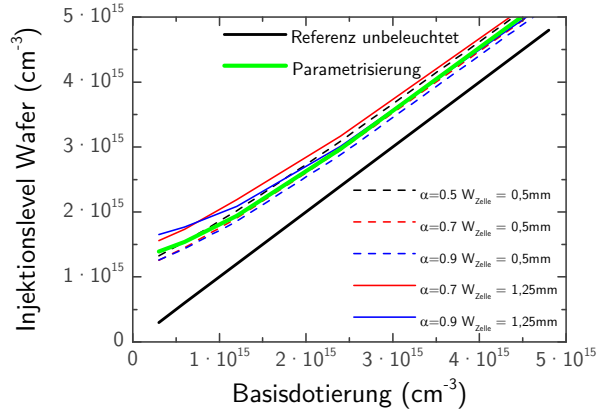


Abbildung 4.9: Injektionsabhängigkeit verschiedener IBC-Solarzellegeometrien von der Basisdotierung und deren Parametrisierung. Die Ursprungsgerade dient dabei als Referenz für das Injektionslevel im unbeleuchteten Zustand in Abhängigkeit der Basisdotierung.

Unabhängig von der Geometrie der Solarzelle kann man einen leichten Anstieg der Δn für sinkende Basisdotierungen feststellen. Da die Leitfähigkeit im Wafer insbesondere bei niedrigen Dotierungen zunehmend vom Injektionslevel abhängt, kann dieses über folgende Mittelung (Abbildung 4.9 grüne Linie) gefittet werden:

$$n_{Basis} \approx N_{D,Basis} + 5 \cdot 10^{14} \left(1 + 1,6 \cdot e^{-\frac{N_{D,Basis}}{10^{15} \text{cm}^{-3}}} \right) \quad (4.17)$$

Da die vorgestellte Parametrisierung nicht von der Solarzellegeometrie abhängt, kann zwar ein kleiner Fehler entstehen, die Abweichung ist jedoch, wie in Abbildung 4.9 ersichtlich, sehr klein und daher kann Gleichung (4.17) als einfache Korrektur verwendet werden.

4.3.2.2 Lineare Akkumulation des Stromes und Staupunkte

Um zu untersuchen, welchen Einfluss der Teil des Wafers über dem BSF auf den Serienwiderstand hat, sind in Abbildung 4.10 exemplarisch Schnitte der Elektronenstromdichte (Majoritäten) durch den Wafer einer typischen IBC-Solarzelle in verschiedenen Höhen gesetzt. Für den Teil des Wafers, der über dem Emitter liegt, zeigt sich für alle Schnitte eine hohe Übereinstimmung in der Stromdichte. Das heißt, dass die Annahme ausschließlich lateralen Stromflusses (s. Verlinden *et al.* [85]) für diesen Bereich gültig ist, somit vertikal fast kein Stromfluss stattfindet und die normierte Verteilungsfunktion in diesem Bereich annähernd linear ist. Aus Abbildung 4.10 (oben) ist deutlich ersichtlich, dass diese Bedingung nicht erst an der BSF-Kante verletzt ist, sondern dass der vertikale Stromfluss - in diesem Beispiel - bereits circa eine BSF-Länge vor der BSF-Kante zunimmt. Eine Gleichung, die den Wafer an dieser Stelle in einen Akkumulations- und Entladebereich trennt, wäre wünschenswert, jedoch ist die Länge des Bereiches von fast allen Parametern (Geometrie, Basisdotierung etc.) abhängig und daher schwierig zu definieren.

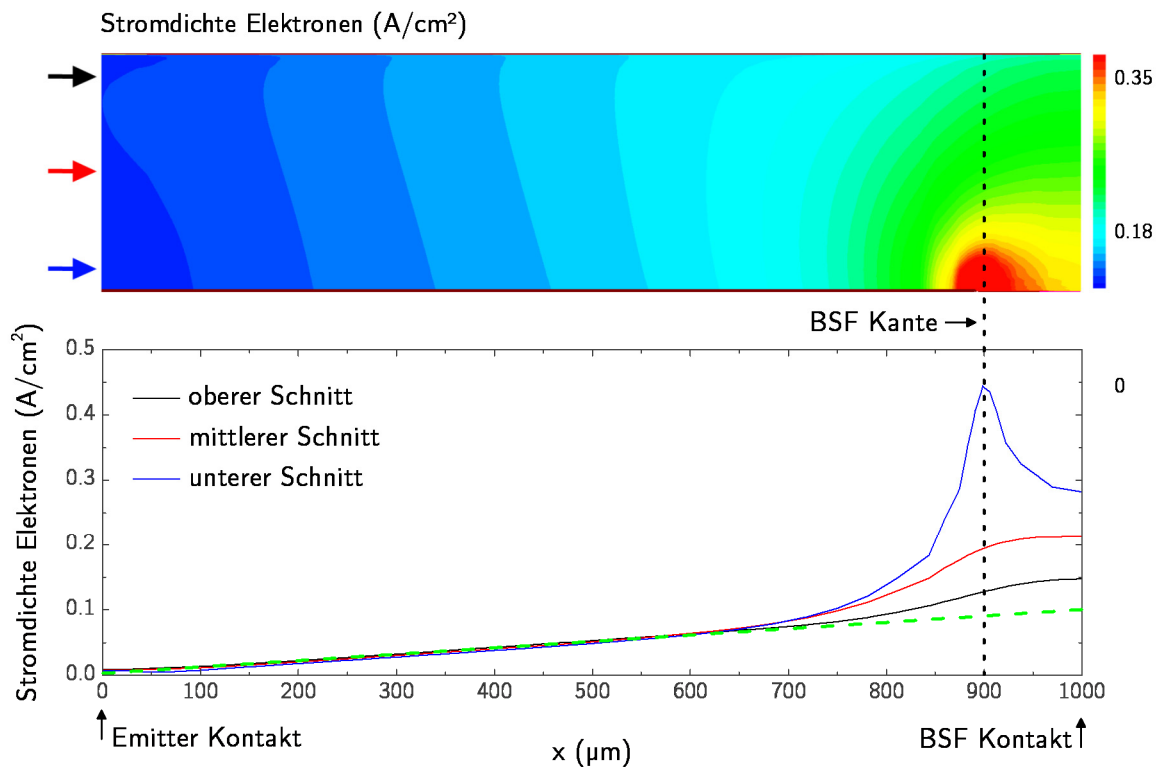


Abbildung 4.10: Oben: Stromdichte der Elektronen in einer typischen IBC-Solarzelle. Die zur unteren Abbildung korrespondierenden Schnitte sind mit farbigen Pfeilen angedeutet. Unten: Absolute Werte der Stromdichte der Elektronen im Wafer für eine 1000 μm lange Struktur mit 100 μm BSF. In Grün gestrichelt ist das lineare Akkumulationsverhalten eingezeichnet.

Nach dem Bereich unidirektionaler Akkumulation konvergieren die Strompfade zum BSF-Kontakt und erzeugen daher den Staupunkt (bzw. beide Staupunkte für größere BSF-Längen). Für die Richtung des Stromes bedeutet dies, dass der vertikale Transport stark zunimmt und dass keine Gleichung, die auf eindimensionalem Stromtransport basiert, mehr angewendet werden kann. Für Fälle, in denen W_{BSF} viel kleiner als die Dicke des Wafers ist, existiert nur ein Staupunkt, dessen Form annähernd zylindersymmetrisch ist und für diese Fälle folgt der Serienwiderstand $R_S \sim \rho W_{\text{Zelle}} \cdot \ln(d_{\text{Zelle}}/W_{\text{BSF}})$. Im Limit von $W_{\text{BSF}} \ll d_{\text{Zelle}}$ führt dieser Verlauf zu ähnlichen Ergebnissen wie die analytische Berechnung von Gelmont und Shur [92], die den Widerstand eines Wafers, der auf einer Seite einen streifenförmigen Metallkontakt und auf der anderen einen parallelen ganzflächigen Kontakt hat, beschreibt. Da die Randbedingungen beim Aufbau von Gelmont und Shur jedoch nicht exakt der Fragestellung bei IBC-Solarzellen entsprechen, gilt die Formel nur im genannten Spezialfall. Für Geometrien mit größerem BSF (was bei industriellen IBC-Solarzellen eher der Standard ist) können keine sinnvollen Serienwiderstände berechnet werden.

4.3.2.3 Faktorbestimmung

Einerseits ist die Nichtlinearität am Staupunkt sehr hoch und von vielen Parametern abhängig und andererseits zeigt aber ein großer Teil der normierten Verteilungsfunktion eine lineare Anhäufung (über dem Emitter, s. Abbildung 4.10). Insbesondere für lange Solarzelligeometrien mit hohem Emitteranteil dominiert der lineare Teil so deutlich, dass die Faktoren F_{Wafer} für alle untersuchten Basisdotierungen gegen $1/3$ konvergieren (Abbildung 4.11). Daher wird der Effekt der Stauung von Ladungsträgern mit in den Faktor F_{Wafer} aufgenommen und die gleiche Prozedur, wie in Abschnitt 4.1.2 vorgestellt, auch auf den Teil im Wafer, in dem der Stromfluss zweidimensional ist, angewendet.

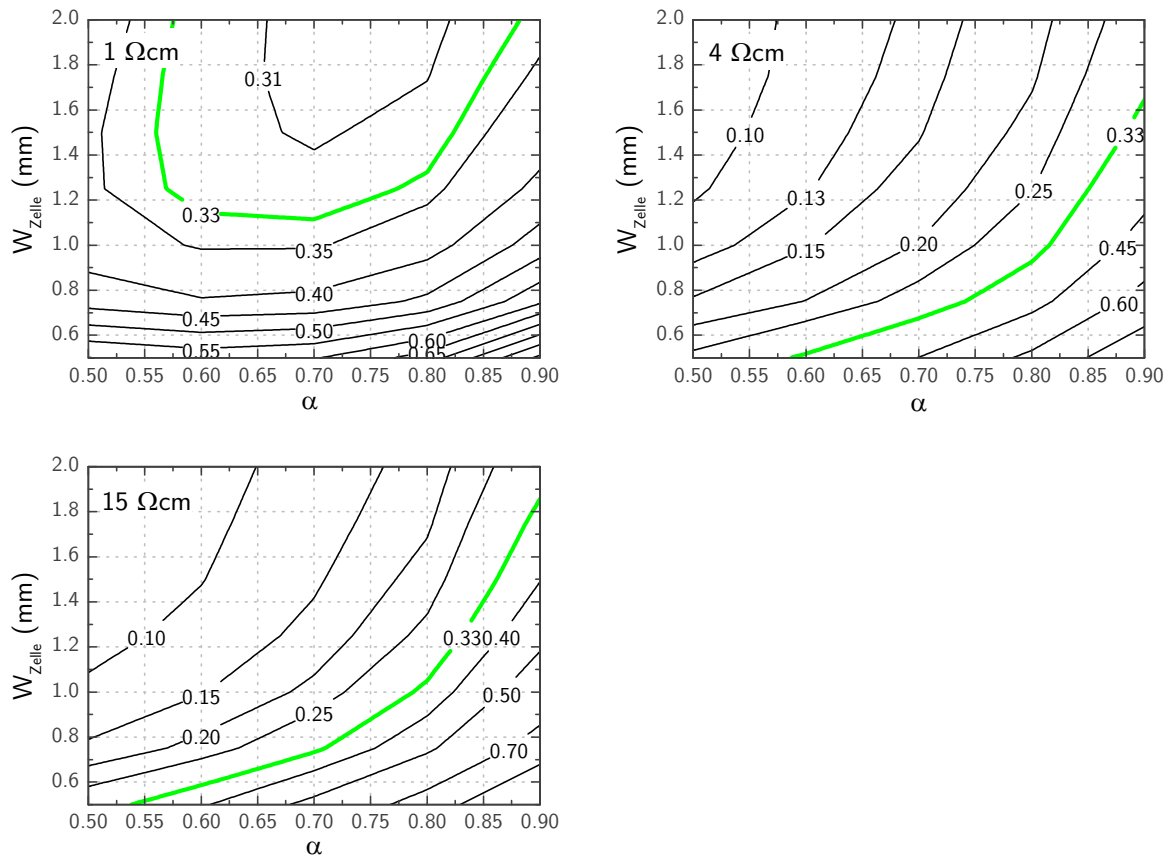


Abbildung 4.11: Faktoren für den Wafer für verschiedene Solarzelligeometrien und Basisdotierungen (1, 4 und 15 Ωcm). Falls $F_{\text{Wafer}} = 1/3$ entspricht die Gleichung (4.18) der in der Literatur bekannten Gleichung nach Verlinden *et al.* [85].

Um den in Abschnitt 4.3.2.1 untersuchten minimalen Fehler der Injektion nicht als Fehler im berechneten Serienwiderstand auftauchen zu lassen, wird dieser ebenfalls in den Faktor aufgenommen und es ergibt sich:

$$R_{S,\text{Wafer}} = \frac{N_{D,\text{Basis}}}{n_{\text{Basis}}} \cdot \frac{\rho_{\text{Wafer}}}{d_{\text{Zelle}}} \cdot \alpha W_{\text{Zelle}}^2 \cdot F_{\text{Wafer}}(\alpha, W_{\text{Zelle}}, \rho_{\text{Wafer}}) \quad (4.18)$$

Der Verlauf der Werte der extrahierten Faktoren wird vornehmlich durch die Staupunkte, die im Wafer auftreten, bestimmt. Das bedeutet, dass sich 1/ für kurze W_{BSF} an den Staupunkten ein hoher lokaler Verlust entwickelt, der sich wiederum in einem Anstieg im Serienwiderstand niederschlägt ($F_{Wafer} \gg 1/3$) und diesen im Grenzfall (s. Abschnitt 4.3.2.2) stark ansteigen lässt. 2/ Für große W_{BSF} existiert zwar der Staupunkt am Übergang vom Emitter zum BSF ebenfalls, jedoch trägt der Teil über dem BSF, der folglich größer ist, fast nichts bei. Die Majoritäten über dem BSF unterliegen fast nur vertikalem Stromfluss und erzeugen deswegen nur minimalen Serienwiderstand. Daher ist der Faktor für den Wafer in diesen Bereichen kleiner als 1/3. 3/ In den Zwischenbereichen, in denen $F_{Wafer} = 1/3$, heißt dies, dass sich 1/ und 2/ gerade kompensieren (s. Abbildung 4.11).

Stark ausgeprägte Staupunkte induzieren außerdem lokale Veränderungen der Ladungsträgerinjektion im Wafer und dieser Effekt kann für schwach dotierte Wafer nicht vernachlässigt werden, weshalb der Faktor für den Wafer für drei verschiedene Dotierkonzentrationen berechnet ist (s. Abbildung 4.11).

Wie Abbildung 4.11 entnommen werden kann, nimmt die Abhängigkeit des Faktors F_{Wafer} von der Dotierung mit abnehmender Dotierung zu. Der Wafer befindet sich dabei zunehmend in Hochinjektion und die Stromdichte an den Staupunkten steigt extrem an. Die Dichte der Überschussladungsträger Δn ist jedoch lokal niedriger, weil diese durch die gegenseitige Abstoßung weiter auseinander gedrängt werden, d.h. es fließt viel Strom durch die Staupunkte, die durchschnittliche Verweildauer der Ladungsträger ist jedoch geringer und somit ist die Dichte geringer. Da bei niedrig dotierten Wafern die Leitfähigkeit im Wafer sowieso stärker durch Δn bestimmt ist, fällt der Effekt dort stärker auf und der Serienwiderstand steigt demnach stärker als bei höher dotierten Wafern (F_{Wafer} ist bei gleichen Solarzellegeometrien größer für 15 Ωcm).

4.4 Vergleich mit linearen Gleichungen

In diesem Abschnitt werden die linearen mit den in den letzten Abschnitten entwickelten Gleichungen verglichen. Die Darstellung der Widerstände gemäß Abbildung 4.12 ist zwar sehr anschaulich, setzt aber voraus, dass die aufaddierten Widerstände in Serie geschaltet sind. Daher kann zunächst nur der Ersatzwiderstand der parallelen Wafer/FSF-Schaltung dargestellt werden. Um den Anteil des in diesem Ersatzwiderstand vorhandenen Beitrags des FSF (Abbildung 4.12, dunkelgrün karierte Fläche) ebenfalls darstellen zu können, kann man zeigen, dass gilt:

$$R_{S,FSF} = R_{P,FSF} R_{P,Wafer}^2 / (R_{P,FSF} + R_{P,Wafer})^2 \quad (4.19)$$

Im Gegensatz zu den in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen stimmt der Verlauf der Summe der nach der linearen Methode berechneten Widerstände für hohe α nicht mit der

TLIM überein. Dies führt dazu, dass der Serienwiderstand um bis zu 25% unterschätzt werden kann. Dass niedrige α ebenfalls von der TLIM abweichen ist einerseits durch die reduzierten Effizienzen bei kleineren Emitteranteilen weniger interessant und wahrscheinlich auf den gemäß Abbildung 4.1 bereits diskutierten Serienwiderstandsbeitrag der Minoritäten zurückzuführen.

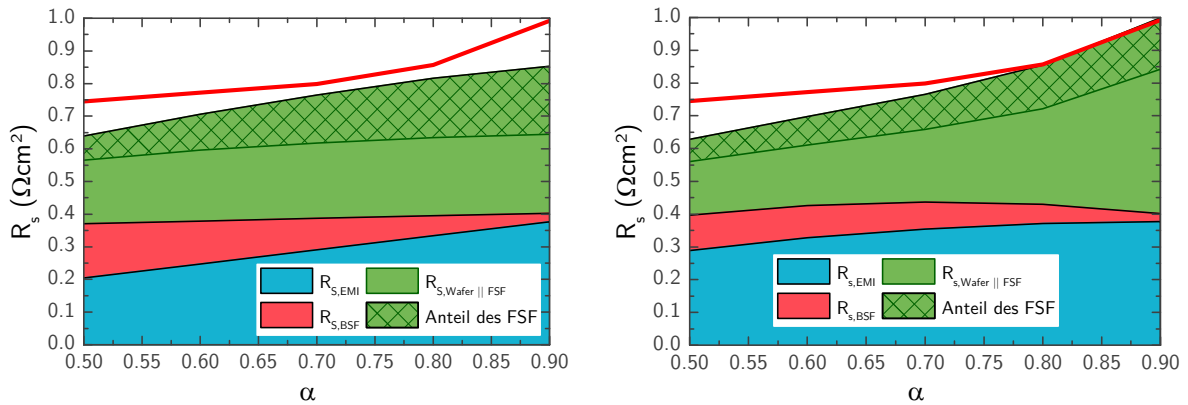


Abbildung 4.12: Links: Berechnung der Serienwiderstände nach der linearen Methode im Vergleich zur TLIM (rote Linie). Rechts: Berechnung der Serienwiderstände nach den in dieser Arbeit entwickelten Gleichungen im Vergleich zur TLIM.

Zusätzlich zu diesem Unterschied zeigt sich, dass der Serienwiderstandsanteil des Emitters tendenziell unterschätzt wird, während der BSF-Anteil überschätzt wird. Dies steht in Übereinstimmung mit der Untersuchung in Abschnitt 4.2. Der Anteil des Wafers nimmt für steigende α erheblich zu, während der Anteil des FSF bei der linearen Berechnung deutlich überschätzt wird. Die hohe Zunahme des Wafer-Anteils lässt sich wiederum mit den Untersuchungen zu den Staupunkten in Abschnitt 4.3.2 erklären.

Für bestimmte Parametersätze ergibt sich für den Gesamtwiderstand aus beiden Berechnungen ziemlich genau der Wert der TLIM (z.B. für $\alpha = 0,75$). In diesen Fällen kompensieren sich die Fehler aus der linearen Berechnung der einzelnen Bereiche gerade so, dass der Gesamtfehler klein ausfällt.

5 Emitter aus borhaltigen Tinten

Dieses Kapitel widmet sich den elektronischen und funktionellen Eigenschaften von borhaltigen Tinten. Zunächst werden dabei das chemische Modell der Tintenzusammensetzung vorgestellt und verschiedene Tinten in Hinblick auf Dotierung, Oberflächenkonzentration, Druckauflösung und der daraus resultierenden Schichtdicke untersucht. In einem weiteren Abschnitt werden die elektronischen Eigenschaften der Tinte, d.h. deren Einfluss auf die Volumenlebensdauer und die Sättigungsströme analysiert und optimiert und darauf aufbauend das Konzept der sequentiellen Kodiffusion eingeführt, bei dem die Tinte eine Barrierewirkung gegen Phosphoratome aus einer POCl_3 -Gasphase aufweist. Das Kapitel schließt mit der Analyse der flächigen Dotierwirkung in Abhängigkeit der Druckeigenschaften und der Oberfläche des Substrats ab.

5.1 Erzeugung dotierter Bereiche und chemisches Modell von Sol-Gelen

Mit den vielen Möglichkeiten zur Emitterbildung durch Ionenimplantation, Legierung oder Diffusion aus gasförmiger, flüssiger oder fester Quelle, eröffnet sich eine große Bandbreite an Prozessen, die für die Solarzellenherstellung geeignet sind.

Bei der Ionenimplantation werden positiv geladene Dotieratome (z.B. Bor oder Phosphor) in einem elektrischen Feld beschleunigt und bauen sich je nach ihrer Energie und dem Abbremsverhalten, das von der Kristallorientierung abhängt, im beschossenen Substrat ein. Dies geschieht vorwiegend auf Zwischengitterplätzen, weshalb für die Funktion der Dotanden als Donatoren oder Akzeptoren eine Temperaturbehandlung vonnöten ist [93].

Bei der Legierung zwischen Halbleiter und Metall wird zunächst Metall auf den Halbleiter aufgebracht und dieses dann so stark erhitzt, dass sich eine Schmelze bildet, in der beide Stoffe gelöst sind. Beim Abkühlen dieser Schmelze bauen sich die Dotanden je nach deren Dynamik über die Löslichkeitskurve des Metalls im Halbleiter ein. In der Photovoltaik wird dieses Verfahren meist bei der Herstellung von mit Aluminium dotierten Bereichen angewandt [93].

Die weitaus gängigste Methode zur Dotierung von Halbleitern ist die Diffusion aus einer dotandenhaltigen Quelle. Im Falle eines klassischen Diffusionsprozesses wird Bortribromid (BBr_3) für p-Typ oder Phosphoroxychlorid (POCl_3) für n-Typ in eine sauerstoff- und stickstoffhaltige Atmosphäre zwischen 800 und 1200°C gebracht, wobei sich auf der Waferoberfläche ein Borsilikatglas (BSG) bzw. Phosphorsilikatglas (PSG) niederschlägt. Die Diffusion findet vornehmlich durch Ausdiffusion von Dotieratomen aus dieser Schicht statt und folgt dem zweiten Fick'schen Gesetz [94].

$$D \frac{\partial^2 N(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial N(x, t)}{\partial t} \quad (5.1)$$

Die Lösungen der Differentialgleichung (DGL) mit einer erschöpflichen Quelle als Anfangsbedingung ergibt eine Gauß-Funktion [94]:

$$N(x, t) = \frac{Y}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)^2} \quad (5.2)$$

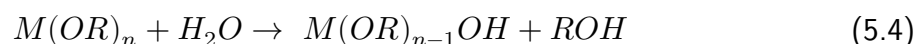
Wobei c die lokale und temporäre Dotierkonzentration, D der temperaturabhängige Diffusionskoeffizient des Dotanden in Silizium und Y die konstante Konzentration mal einer definierten Schichtdicke (z.B. Dicke des BSG) ist.

Im Fall einer unendlichen Quelle ergibt sich eine komplementäre Errorfunktion mit N_0 als Oberflächenkonzentration [94]:

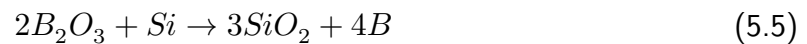
$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (5.3)$$

Da die Anforderung an IBC-Solarzellen keine ganzflächigen BSG-Schichten sind, wie sie i.A. aus der Gasphase erzeugt werden, sondern lokal applizierte und eingetriebene BSG-Streifen, werden in dieser Arbeit Tinten oder Pasten im Hinblick darauf untersucht. Obwohl die Diffusion bei den Tinten ebenfalls nach den beschriebenen Gesetzmäßigkeiten verläuft, ist die Ausdiffusion in die Ofenatmosphäre und die gegenüber den kondensierten Schichten verschiedene chemische Zusammensetzung bei der Emitterbildung von Bedeutung.

Die Pasten und Tinten gehören zur Gruppe der Sol-Gel-Materialien (von *solution* und *gelling*). Bei einem Sol-Gel-Prozess werden Präkursoren, z.B. chemische Verbindungen mit Metallalkoxiden und Boroxidgruppen, kurz $M(OR)_n$, zunächst mit Hilfe von z.B. Wasser hydrolysiert. Das Alkoholat wird, um ein Ausfallen des Hydroxids zu verhindern, mit einer organischen Verbindung stabilisiert.



Nach der Abspaltung der organischen Gruppe werden die Ausgangspräkursoren mittels Kondensation in kurzkettige Polymere umgewandelt, sind aber immer noch in niederviskosem Zustand und die entstandene Dispersion kann als Tinte für den Inkjetprozess verwendet werden. Wird der Kondensationsprozess weiter fortgeführt steigt die Viskosität stark an und es kommt zur Gelbildung, d.h. die polymerisierten Metalloxidpräkursoren schließen sich zu einem durchgehenden Netzwerk zusammen. Die dabei entstehende Paste kann beispielsweise lokal per Siebdruck auf ein (Silizium-)Substrat aufgebracht werden. Nach dem Verdampfen von Restlösemitteln in einem Trockenprozess reagiert ein Boroxidkomplex (als Vereinfachung mit Boroxid bezeichnet) mit Silizium aus dem Substrat im Diffusionsprozess zwischen 900 - 1000°C zu:



Das dabei entstehende elementare Bor diffundiert in das Silizium und bildet den Emitter.

5.2 Technologie des Tintenstrahldrucks

Die Technologie des Tintenstrahl-Druckverfahrens (Inkjet) ist durch die weit verbreiteten Tintenstrahldrucker für Ausdrücke auf Papier bekannt. Im Halbleiterbereich finden sich vorwiegend Drucker zum Drucken von Ätzbarrieren (z.B. mittels Heißwachs [95]), Partikeln (z.B. Metalle [96]), Diffusionsbarrieren (z.B. [97; 98]) oder Dotiertinten (diese Arbeit). Einen weiten Überblick über die auf Tintenstrahldruck basierenden Verfahren in der Photovoltaik findet sich in Stüwe *et al.* [99].

Generell wird dabei zwischen zwei Arten der Aufbringung unterschieden: Der zu druckende Stoff wird entweder durch Hitze oder auf Basis einer Suspension mit sich schnell verflüchtigenden Lösungsmitteln auf so niedrige Viskosität gebracht, dass er durch die Düsen gedruckt werden kann. Bei Metalltinten wird die Stabilisierung der Suspension durch kontinuierliches Umwälzen gewährleistet, bei Diffusionsbarrieren und Dotiertinten ist dies durch chemische Additive zu erreichen.

Im Folgenden werden die Eigenschaften des verwendeten Druckkopfes und dessen Integration in den in dieser Arbeit verwendeten Drucker beschrieben. Die Notwendigkeit der niedrigen Viskosität der Tinte lässt sich anhand der Funktionsweise einer einzelnen Düse erläutern (vgl. Abbildung 5.1 links). Diese wird durch eine Kapillare, die mit einer sogenannten Lunge versehen ist, zunächst mit Tinte gefüllt, wobei sich die Lunge, die aus einem piezoelektrischen Material besteht, ausdehnt. In einem zweiten Schritt wird an die Lunge eine Spannung V angelegt, wodurch sich die Oberfläche der Lunge durch den piezoelektrischen Effekt verkleinert und die Tinte aus der Öffnung drückt. Damit sich der entstandene Tropfen vom Druckkopf lösen kann, sollte die Grundplatte, in der die Öffnungen der Düsen eingelassen sind, mit wenigen Atomlagen Tinte bedeckt sein. Im dritten Schritt fällt die Spannung ab, die Lunge vergrößert die Oberfläche und Tinte wird aus dem Tank nachgezogen. Die Pulsform (Zeit im μs -Bereich, Spannung bis 120 V) beeinflusst dabei die Größe und Form des Tropfens. Damit die Tinte nicht ungehindert aus dem Druckkopf (auf Grund der Schwerkraft) fließt, liegt ein leichter Unterdruck, das sog. Meniskusvakuum, am Tank-/Druckkopfsystem an.

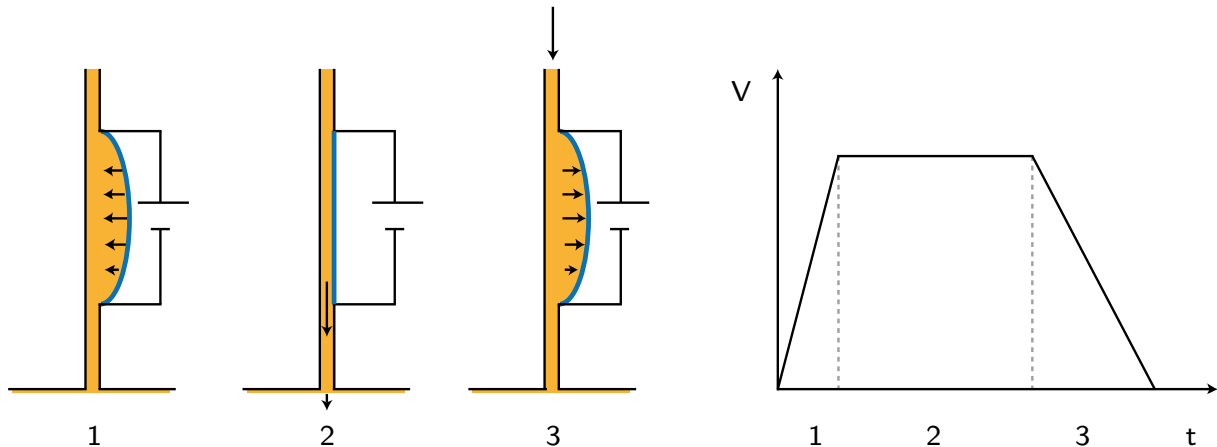


Abbildung 5.1: Links: Zyklus der piezoelektrischen Lunge (blau) in einer Düse während des Druckvorgangs. Rechts: Zum links abgebildeten Schema korrespondierender Verlauf des Spannungspulses in Abhängigkeit der Zeit.

Nach dem Verlassen des Druckkopfes legt der Tropfen (4 – 12 pl) eine möglichst kurze Wegstrecke (μm – mm) zurück, um dann formgerecht auf das Substrat zu treffen. Durch die Wärme des beheizten Substrates beginnt dabei Lösungsmittel aus dem Tropfenvolumen zu verdampfen, wobei der Effekt nach Auftreffen auf dem warmen Substrat verstärkt wird und zu einem Antrocknen des Tropfens auf der Oberfläche führt. Vor einem weiteren Prozessschritt wird ein Großteil der leicht flüchtigen Lösemittel so verdampft, dass das Druckbild stabil bleibt.

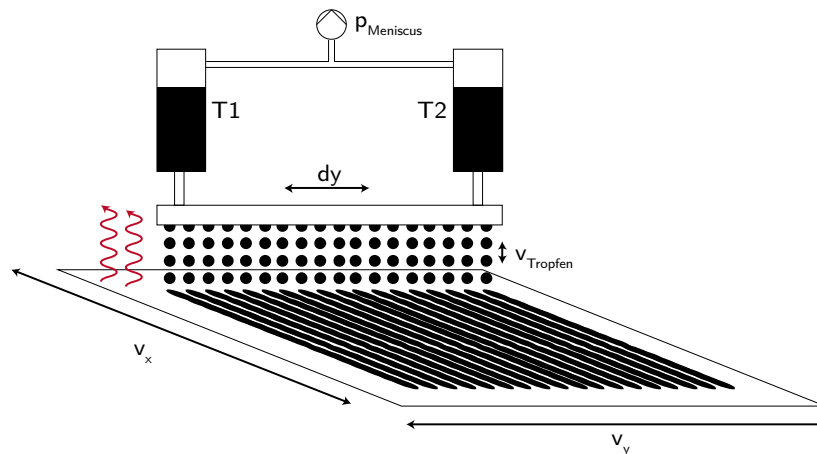


Abbildung 5.2: Schematisch dargestellt ist ein Druckvorgang mit dem verwendeten System. Über das Meniskusvakuum wird der Rückhaltedruck in den Tanks kontrolliert, die wiederum das Reservoir für den Druckkopf bereitstellen. Das Tank-Druckkopf-System kann über die Portalachse in dy oder dz -Richtung verfahren werden und sitzt im Regelfall ungefähr $200 \mu\text{m}$ über dem beheizbaren Substrat.

Im Gegensatz zu Druckern mit drehbaren Druckköpfen wird in dieser Arbeit ein Drucker der Firma Schmid (DoD 300), der für das Drucken von borhaltiger Tinte modifiziert wurde, verwendet.

Der Druckkopf ist in diesem Konzept weitgehend starr und das Substrat wird über einen Linearmotor in x - und y -Richtung bewegt. Die Auflösung des Druckers definiert sich in x -Richtung über die Pulsfrequenz der Düsen, in y -Richtung hingegen über eine Verschiebung

des Linearmotors des Substrattisches nach dem Fahren eines Zyklus. Das Druckbild ergibt sich schließlich durch die Addition aller Zyklen, wobei bei Druckbildern, die breiter als der Druckkopf sind, die Portalachse (an der der Druckkopf befestigt ist) um die Breite des Druckkopfes verschoben wird. Als Druckkopf wird ein Spectra 128 Se der Firma Dimatix (128 Düsen) verwendet, der über zwei Tanks und einen Absorber an das Meniskusvakuum angeschlossen ist. Die Tanks bestehen dabei aus PP und sind über Kalrez-Schläuche mit dem Druckkopf verbunden. Da die Düsen durch Partikel, die beim Suchen der optimalen Parameter durch Auskristallisieren der Tinte immer wieder entstehen, verstopfen können, kann das Tank/Druck-System mit wenigen Handgriffen komplett ausgetauscht werden.

Das Meniskusvakuum muss gemäß dem Gesamtfüllstand der Tanks reguliert werden. Abhängig von den jeweiligen atmosphärischen Bedingungen ergibt sich ein linearer Zusammenhang (s. Abbildung 5.3) für die optimalen Druckbedingungen. Damit können bei Wiederbefüllen der Vorrattanks oder der Verwendung leicht modifizierter Tintenzusammensetzungen Startwerte für die Optimierung der Düsen festgelegt werden.

Die Druckauflösung wird in dieser Arbeit hauptsächlich über die y-Verschiebung geregelt, wobei die x-Auflösung bei 203 dpi fixiert ist. Der Zusammenhang zwischen der gewählten Auflösung und der daraus resultierenden Tintenschichtdicke, die nach einem Hochtemperaturschritt ein lösemittelfreies Glas formt, ist in Abbildung 5.3 (rechts) dargestellt. Die relativ hohen Schwankungen in der Tintenschichtdicke rühren von der Welligkeit der Oberfläche her und sind aus der durchschnittlichen Abweichung der Oberflächenrauheit der ellipsometrischen Auswertung bestimmt.

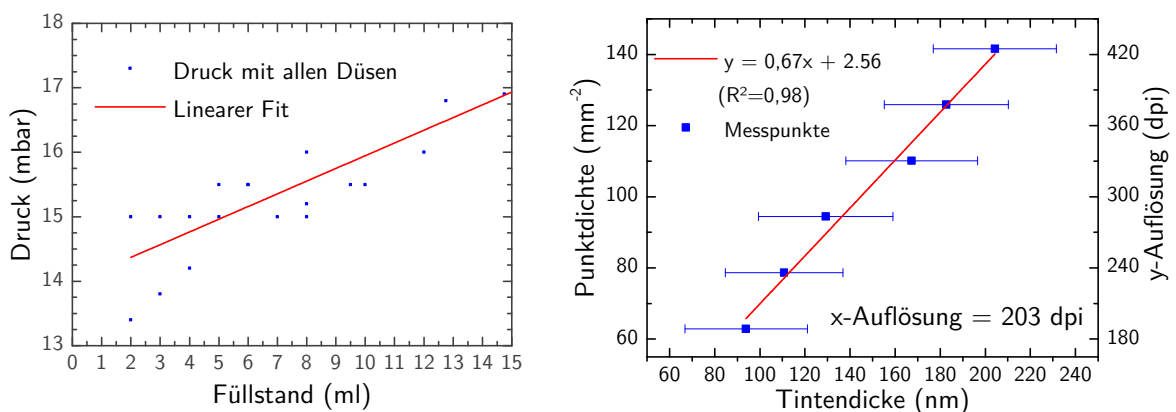


Abbildung 5.3: Links: Angelegtes Meniskusvakuum in Abhängigkeit verschiedener Tintenfüllstände in den Vorrattanks. Rechts: Schichtdicke in Abhängigkeit der Punktdichte der gesetzten Tropfen einer typischen borhaltigen Tinte. Die Unsicherheit in der Schichtdicke rührt von der Welligkeit der (Tinten-)Oberfläche der gedruckten Linien her.

Die Reinigung der Düsen erfolgt über drei untereinander beliebig kombinierbare Prozeduren. Zum einen kann zu viel ausgetretene Tinte über eine Stickstoffabsaugung von der Druckplatte abgesaugt werden. Bei verstopften Düsen gibt es außerdem die Möglichkeit, das Meniskusvakuum kurzzeitig abzuschalten, d.h. die Tinte durch die Düsen sickern zu lassen, oder Tinte mit Gegendruck durch die Düsen zu drücken.

Die Abbildungstreue des Druckbilds zur Vorlage wird einerseits durch den Übersetzungsalgorithmus des Druckers und andererseits durch das Auslaufverhalten der Tinte beeinflusst. Der Übersetzungsalgorithmus des Druckers interpretiert dabei eine eingeleseene *.tiff-Datei, deren Auflösung ein Vielfaches der zu druckenden Struktur beträgt. Aus Abbildung 5.4 ist ersichtlich, dass der Drucker je nach Druckauflösung in y-Richtung bei zunehmender Linienbreite selbstständig zusätzliche Linien hinzufügt. Für diese Untersuchung sind jeweils 15 Linienbreiten zwischen 0,1 und 1,5 mm bei Auflösungen von 200 bis 600 dpi vermessen (bei 25°C Substrattemperatur). Der durchschnittliche Versatz zwischen den Ist- und Sollwerten nimmt linear mit der Auflösung zu. Dies hängt damit zusammen, dass sich die Tinte prinzipiell beim Auftreffen auf das Substrat verteilt und umso mehr verläuft, je höher die Auflösung, d.h. je höher das gedruckte Gesamtvolumen und somit das Verhältnis zwischen Volumen und Oberfläche einer Linie (Verdampfungsrate des Lösemittels in der Tinte) ist (vgl. Abbildung 5.4 rechts).

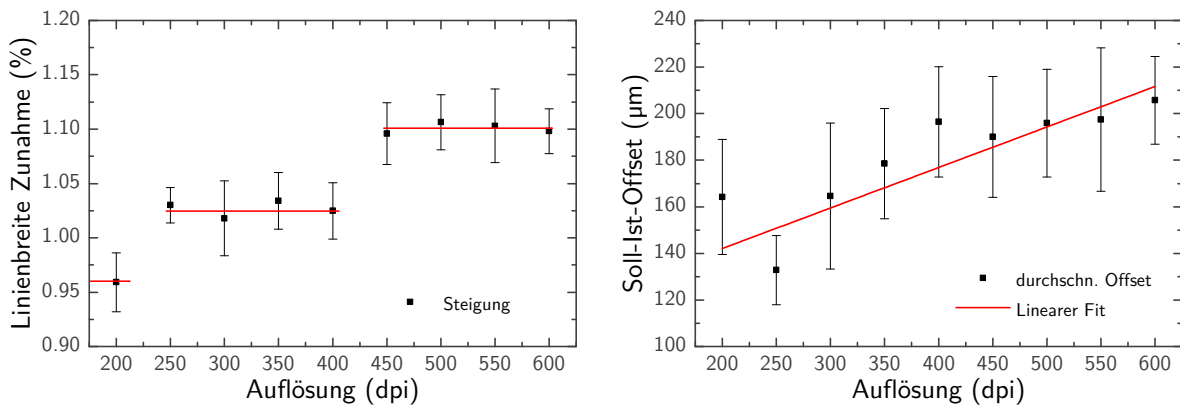


Abbildung 5.4: Links: Mittelung über 15 verschiedene Linienbreiten bei Auflösungen zwischen 200 und 600 dpi zwischen 0,1 mm und 1,5 mm. Rechts: Durchschnittliches Ausbluten der Tinte in Abhängigkeit der Auflösung bei 25°C Substrattemperatur.

Zusammengefasst müssen beim Verdrucken borhaltiger Tinten folgende Eigenschaften des Druckers beachtet werden:

- Die Ausbreitung der Druckpunkte auf dem Substrat ist immer ein Kompromiss zwischen hoher Hitze für das möglichst schnelle Verdampfen der Lösungsmittel in der Tinte und möglichst wenig Wärmeeintrag am Druckkopf selbst. Die zum Druckkopf vom Heiztisch aufsteigende Wärme lässt dabei die dünne Benetzung der Tinte auf der Grundplatte des Druckkopfes aushärten und verstopft die Druckdüsen damit in großem Stil. Dies kann nur bei einem niedrig temperierten Substrat (25°C) und einem direkt nach dem Drucken durchführbaren Trocknungsschritt mit infrarotem Licht verhindert werden.
- Drehbare Druckköpfe drucken benachbarte Linien simultan, wohingegen bei der in dieser Arbeit verfügbaren Druckvariante Linien, die im ersten Zyklus gedruckt wurden, antrocknen, bevor die benachbarte Linie im darauffolgenden Zyklus gedruckt wird.

- Das beim Drucken größerer Strukturen notwendige Verfahren der Portalachse (> 5 cm) kann einen Versetzungsfehler erzeugen, der zu einem nicht ganz geschlossenen Druckbild führt.
- Da der Übersetzungsalgorithmus, der Schwarz- und Weißwerte einer eingegebenen Datei (*.tiff) interpretiert, nicht zugänglich programmierbar ist, sind Abweichungen des Druckbildes von der Vorgabe nicht vollständig kontrollierbar. Dabei sind insbesondere Anti-Aliasing-Effekte zu nennen, die den Randbereich einer Linie wellig erscheinen lassen.

5.3 Dotiereffizienz von p-Typ Emittlern formiert aus borhaltigen Tinten

Aus der Literatur sind borhaltige Tinten oder Pasten der Firmen Ferro, Filmtronics, Honeywell und Merck bekannt [100; 101; 102; 103]. Damit die durch borhaltige Tinten erzeugten Emitter für einen industriellen Solarzellenprozess eingesetzt werden können, ist es einerseits notwendig, dass der Metallkontakt (typischerweise eine Ag/Al-Paste) einen möglichst niedrigen Kontaktwiderstand zum Emitter aufweist [104; 105]. Andererseits sollte der Emitter so tief diffundiert sein, dass er eine effektive elektrische Abschirmung für die hoch rekombinative Kontaktfläche bildet und Kurzschlüsse, die häufig bei kogefeuerten Ag/Al-Pasten auftreten, unterdrücken kann [106; 107]. Damit dies gewährleistet ist, sind Emitter mit B-Konzentrationen nahe 10^{20} cm^{-3} und Schichtwiderstände von ca. $60 \Omega/\text{sq}$ anzustreben. Höhere Schichtwiderstände reduzieren zusätzlich die laterale Leitfähigkeit der Löcher (Majoritäten) und erhöhen damit den Serienwiderstand (s. Abschnitt 4.2).

In diesem Abschnitt werden zunächst die Prozessbedingungen untersucht, unter denen die borhaltigen Tinten reproduzierbare Ergebnisse liefern. Der Fokus liegt dabei auf dem Zusammenhang zwischen (Luft-)Feuchtigkeit bei der Verarbeitung und Lagerung der borhaltigen Tinte. Um für die Emitterbildung der IBC-Solarzelle geeignete Parameter zu finden, werden anschließend Dotierprofile in Abhängigkeit der aufgetragenen Tintenschichtdicke und der Eintreibzeit analysiert.

5.3.1 Haltbarkeit borhaltiger Tinte

Wichtige Aspekte, die die Emitterbildung entscheidend beeinflussen können, sind die Zeit und die Lagerbedingungen, denen die borhaltige Tinte zwischen dem Aufbringen (Deposition und Trocknung bei 300°C) auf das Substrat und dem folgenden Eintreiben ausgesetzt ist. Wird das Substrat mit der aufgetragenen Tinte bei Atmosphärenbedingungen gelagert, lässt sich in einem Experiment zeigen, dass sich die Dotiereffizienz drastisch verschlechtert. Dazu werden Proben, die über Spin-on und Eintreiben in einem RTP-Ofen hergestellt werden, jeweils demselben Temperaturprofil ausgesetzt und daraufhin die Dotierung tiefenaufgelöst gemessen (ECV). Gegenüber der Referenz, die direkt nach dem Drucken eingetrieben ist, reduziert sich

die Oberflächenkonzentration von 10^{20} auf 10^{19} cm^{-3} und die Emittertiefe von $1,5 \mu\text{m}$ auf $0,6 \mu\text{m}$ bei einer Eintreibedauer von 20 Minuten bei 1000°C und einer Lagerzeit von 22 Tagen.

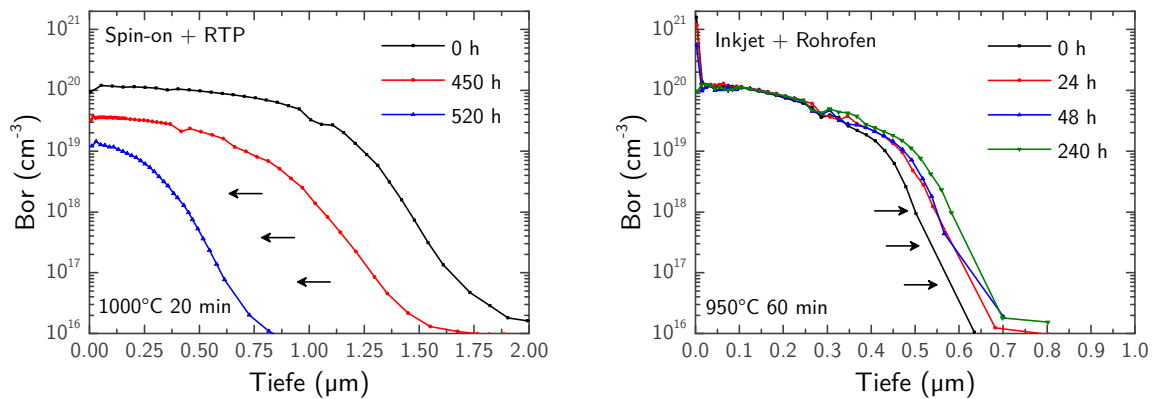
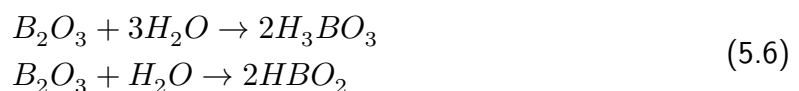


Abbildung 5.5: Links: Abnehmende Dotiereffizienz in Abhängigkeit der Lagerzeit bei Raumbedingungen. Das Substrat ist p-Typ, daher fällt das Dotierprofil in die Tiefe flach ab. Rechts: Zunehmende Dotiereffizienz bei dunkler, temperierter und trockener Lagerung in Abhängigkeit der Lagerzeit der borhaltigen Tinte.

Aus Abbildung 5.5 (links) kann geschlossen werden, dass die Tinte als Diffusionsquelle bei Lagerung unter normaler Atmosphäre versiegt und nicht mehr, wie im frischen Zustand, als unendliche Quelle dient. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten könnte die Bildung von Borsäure durch Anlagerung von Wasser aus der Luftfeuchte der Atmosphäre sein. Um diese These zu verifizieren werden mit Tinte bedruckte und anschließend getrocknete Substrate (Abbildung 5.5 rechts, Inkjet-gedruckt) in eine Atmosphäre mit definiert niedriger Luftfeuchte und Temperatur ($\sim 24\%$, 21°C) gebracht und zusätzlich mit Silica-Gel gelagert, um dem System möglichst alle Feuchtigkeit zu entziehen. Beim Vergleich der extrahierten Profile fällt auf, dass schon bei kürzeren Lagerzeiten im Bereich von Tagen keine Reduktion des Dotierprofils mehr auftritt. Vielmehr zeigt sich, dass die Dotiereffizienz mit der Lagerdauer zunimmt und das Profil bei konstanter Oberflächenkonzentration nach zehn Tagen Lagerzeit und gleichbleibendem Diffusionsprozess ca. 100 nm tiefer eingetrieben ist.

Die chemische Erklärung hierfür ist, dass sich aus reinen Boroxid-Schichten, die sehr hygroskopisch sind, Borsäure in Kombination mit Luftfeuchte bildet. Es gilt:



Die beiden Reaktionsprodukte sind bei Diffusionstemperaturen zwischen 800 und 1000°C leicht flüchtig und können zu Kontamination nicht bedruckter Bereiche führen [108]. Es ist anzunehmen, dass die aus borhaltiger Tinte hergestellten Schichten einem ähnlichen Mechanismus unterliegen. Um die Vergleichbarkeit zu wahren sind alle weiteren in dieser Arbeit ausgewerteten Profile direkt nach dem Aufschleudern oder Drucken diffundiert.

5.3.2 Dotiereffizienz in Abhängigkeit der Schichtdicke und Eintreibedauer

In diesem Abschnitt wird exemplarisch anhand der für die Herstellung der Solarzellen (Kapitel 6) verwendeten Tintencharge analysiert, welchen Einfluss die Tintenschichtdicke und die Eintreibedauer der Diffusion auf die Emmitterbildung haben. Für das Experiment werden Profile mit einer Plateautemperatur zwischen 900 – 1000°C gewählt und Wafer mit verschiedenen Schichtdicken an borhaltiger Tinte in einer sequentiellen Kodiffusion eingetrieben. Diese spezielle Art der Diffusion besteht aus zwei Phasen, einer Phase für das Eintreiben von Bor und einer Phase, in der ein Phosphorprofil aus der Gasphase gebildet werden kann. Die Notwendigkeit für diese Art der Diffusion und weitere Erläuterungen dazu finden sich im nächsten Abschnitt (5.4). Die Eintreibzeit ist in diesem Experiment so eingestellt, dass ein 50 Ω/sq Emmitter erreicht werden kann, und wird in Schritten von 15 Minuten bis auf eine zusätzliche Zeit von 45 Minuten erhöht. Im Solarzellenprozess (Abschnitt 6.1) erreicht der Emmitter je Parametersatz und dem notwendigen (s. Abschnitt 5.4.5) Zurückätzen der Waferoberfläche einen endgültigen Schichtwiderstand von ca. 60 Ω/sq .

Eine längere Eintreibzeit führt in den Untersuchungen grundsätzlich zu einem niedrigeren Schichtwiderstand, wobei der Verlauf bis 30 Minuten zusätzlicher Eintreibzeit fast linear abfällt und sich bei 45 min auf ungefähr 35 Ω/sq stabilisiert (Abbildung 5.6 links). Der erreichte Schichtwiderstand ist dabei unabhängig von der Tintenschichtdicke. Allerdings ändert sich die Form des Emitters, da die Tiefe des Emitters (ausgewertet durch lineare Regression bei einer Dotierung von 10^{18} cm^{-3}) für längere Eintreibzeiten zunehmend mit der Schichtdicke korreliert. Für 45 min ergeben sich Unterschiede von bis zu 100 nm Emittertiefe, wobei niedrigere Tintenschichtdicken zu tiefer eingetriebenen Emittern führen. Diese Charakteristik schwächt sich mit abnehmender Eintreibzeit ab (Abbildung 5.6 rechts).

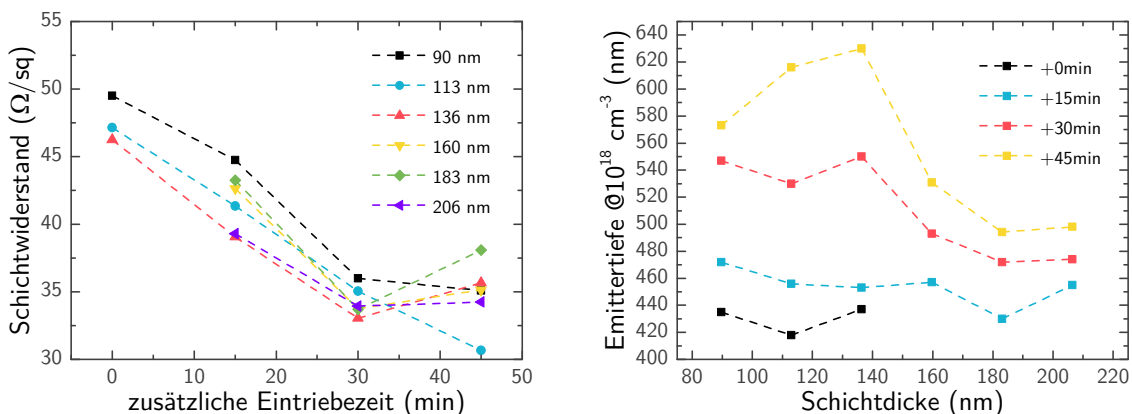


Abbildung 5.6: Links: Zunehmende Dotiereffizienz in Abhängigkeit der Eintreibzeit. Rechts: Emittertiefen verschiedener Eintreibzeiten in Abhängigkeit der Schichtdicke der aufgetragenen Tinte. Die gestrichelten Linien dienen der Veranschaulichung.

Eine Ursache für dieses Verhalten könnte der Emmitter-push-Effekt sein, der die erhöhte Diffusivität von Bor bei Anwesenheit von Phosphor beschreibt [109; 110; 111; 112]. Während der sequentiellen Kodiffusion wird Phosphor zwar erst über die zweite Phase aktiv in das

Diffusionsrohr eingeleitet, die jeweils vorangegangene Diffusion schließt jedoch mit einer Phosphordiffusion ab, wobei sich an den Kammerwänden des Rohres Phosphorglas niederschlägt. Es ist daher denkbar, dass sich dieses während der Boreintreibphase in der Atmosphäre des Rohres löst, an die Wafer anhaftet, in geringen Mengen durch die borhaltige Tinte diffundiert und die Diffusivität von Bor im Silizium erhöht. Daher könnte der Effekt für längere Eintreibzeiten und geringere Tintenschichtdicken stärker ausgeprägt sein. Theoretische und experimentelle Beschreibungen dieses Effekts bei CVD-BSG-Schichten finden sich in Gloger [109]. Demnach kann eine geringe Menge an Phosphor die Diffusivität erhöhen, während größere Mengen an Phosphor die Diffusivität wiederum senken können. Damit der Schichtwiderstand zielsicher kontrolliert werden kann, werden im Solarzellenprozess Schichtdicken von knapp 180 nm verwendet.

5.4 Elektronische Eigenschaften der Emitter

In Abschnitt 3.2.4 ist anhand von Simulationen gezeigt, dass die Volumenlebensdauer in einer IBC-Solarzelle im Bereich von mehreren Millisekunden liegen sollte und daher gegenüber konventionellen Solarzellen erheblich relevanter ist. Ebenfalls ist gezeigt, dass eine mangelhafte Passivierung des Emitters zu Wirkungsgradverlusten von über 1 %abs. führen kann. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass Verunreinigungen in der Tinte vorliegen, die mit einem zusätzlichen Getterschritt in dem Sinne behoben werden können, als dass die Waferlebensdauer den Anforderungen für einen IBC-Solarzellenprozess entspricht. Da der zusätzliche Getterschritt mittels POCl_3 gleichzeitig als Diffusionsquelle dienen kann und somit p- und n-dotierte Bereiche in einem Ofenprozess erzeugt werden können, wird in den darauffolgenden Unterkapiteln untersucht, in welchen Fällen borhaltiges Glas als Barriere dienen kann und unter welchen Umständen Boratome in die Gasphase wechseln und parasitär dotieren. Abschließend werden Untersuchungen zu Sättigungsstromdichten der Boremitter unter Anwendung der sequentiellen Kodiffusion vorgestellt.

5.4.1 Verunreinigungen der borhaltigen Tinte

Verunreinigungen (z.B. Fe, s. [113]), die aus borhaltiger Tinte während der Diffusion in den Wafer eingebracht werden, können die Lebensdauer im Wafer drastisch senken [114]. Die Verunreinigung eines Wafers bei der Diffusion kann entweder durch die Prozessführung beim Aufbringen der Tinte auf den Wafer (Tintenstrahldruck oder Aufschleudern „*spin-on*“) oder durch den Herstellungsprozess der Tinte hervorgerufen werden. Für die Optimierung der Lebensdauer im Wafer werden für verschiedene Chargen, deren Rezeptur durch den Hersteller nicht offengelegt ist, jeweils mit Tinte bedruckte und unbedruckte Referenzwafer in einer Stickstoffatmosphäre eingetrieben. Daraufhin wird die Tinte in Flusssäure abgenommen und der Emitter mit einer Standard-CP4-Lösung beidseitig ca. 10 μm zurückgeätzt. Für die

Chargen mit geringer Verunreinigung werden Wafer mit der gleichen Prozedur hergestellt, stattdessen aber einer POCl_3 -Atmosphäre (s. 5.4.2) ausgesetzt.

Um eine untere Abschätzung für die Lebensdauer im Wafer zu bekommen, wird für Lebensdauern unter ca. $500 \mu\text{s}$ eine QHM-Passivierung (Quinhydron-Methanol, [115; 116]) und, wenn diese überschritten ist, auf Parallelwafern eine Al_2O_3 -Passivierung für die Oberfläche verwendet (die Oberflächenpassivierung soll nicht limitierend auf die Lebensdauer sein). Daher gilt gemäß (2.16) für $S \ll d_{\text{Zelle}}/2\tau_{\text{Wafer}}$:

$$\tau_{\text{eff}} \approx \tau_{\text{wafer}} \quad (5.7)$$

Experimentell wird die effektive Lebensdauer über den Abfall der Photoleitfähigkeit bestimmt (Sinton WCT-120). Es gilt [117]:

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\langle \Delta n \rangle}{G(t) - \frac{d\langle \Delta n \rangle}{dt}} \quad (5.8)$$

Für kleine Lebensdauern $< 150 \mu\text{s}$ wird angenommen, dass die mittlere Δn zeitlich konstant ist, während für große Lebensdauern die durch einen Lichtblitz erzeugte Generation gegenüber dem Abfall der Δn so gering ist, dass sie vernachlässigt werden kann.

Aus Abbildung 5.7 ist ersichtlich, dass die Chargen 1-4 mit effektiven Lebensdauern unter $20 \mu\text{s}$ für den Einsatz bei IBC-Solarzellen nicht geeignet sind. Da mitgeführte Referenzwafer ebenfalls alle Prozessschritte durchlaufen haben und deren effektive Lebensdauer um ein Vielfaches (vgl. Abbildung 5.8) höher ist, ist anzunehmen, dass die Kontamination ihren Weg über die Tinte in den Wafer gefunden hat. Viele Verunreinigungen besitzen dabei einen so hohen Diffusionskoeffizient (z.B. $D_{\text{Fe}} \sim 1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$, nach [118]), dass sich diese bei den verwendeten Prozesstemperaturen (um 900°C) innerhalb weniger Minuten homogen im ganzen Wafer verteilen. Die quantitative Bestimmung der Dichte an Verunreinigungen ist meist nur mit sehr aufwändigen Messmethoden wie beispielsweise DLTS [119] möglich. Lediglich für Verunreinigungen durch interstitielles Eisen ist nach dem Verfahren von Zoth und Bergholz [120] eine vergleichsweise simple Methode bekannt. Wird diese für die verschiedenen Tintenchargen angewendet, ergeben sich beispielsweise für die Charge 1 Konzentrationen von $[\text{Fe}_i] = 0,5 - 1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, während für die Chargen 5 und 6 Eisenkonzentrationen von $[\text{Fe}_i] = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden. Für die Referenzwafer liegen die Konzentrationen unterhalb der von Macdonald *et al.* (s. [121; 122]) angegebenen Nachweisgrenze von $[\text{Fe}_i] = 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

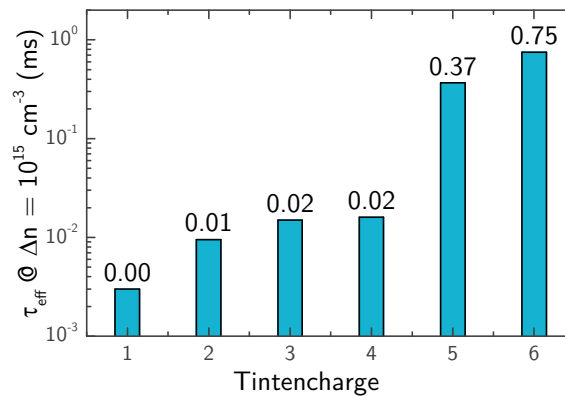


Abbildung 5.7: Effektive Lebensdauern von sechs unterschiedlichen Tintenchargen auf 2 Ωcm p-Typ FZ-Silizium. Die effektive Lebensdauer ist bei $\Delta n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ausgewertet.

Auch wenn der Wirkungsquerschnitt für interstitielles Eisen in p-Typ Silizium um den Faktor 700 (s. [113]) höher als bei n-Typ liegt, Verunreinigungen im Herstellungsprozess aber meist mit Kontamination durch Eisen (Eisen kommt in der Natur fast überall vor) verknüpft sind, ist dies ein adäquates Beispiel für das Maß an Verunreinigung im Ausgangsmaterial. Da sich auch bei n-Typ Silizium, das mit Tinte aus der gleichen Charge bedeckt ist, keine signifikant höhere Lebensdauer einstellt, ist davon auszugehen, dass es sich bei den Verunreinigungen nicht ausschließlich um Eisen, sondern um weitere Metalle oder Übergangsmetalle handelt. Deren Wirkungsquerschnitte sind in n- und p-dotiertem Silizium häufig relativ ähnlich (Cr, Ti, V) oder sogar größer (Au, Zn) in n-Typ Material [113].

5.4.2 Gettern und sequentielle Kodiffusion

Da potentielle Defekte durch Weiterentwicklung der Tinte zwar reduziert werden können, aber die effektive Lebensdauer häufig im Bereich unter einer Millisekunde liegt, muss ein Großteil der Defekte über einen Getterschritt wieder aus dem Wafer entfernt werden [123; 124]. Dazu werden Parallelwafer (n-Typ) nach der Bordiffusion unter Stickstoffatmosphäre und einer Abkühlrampe auf Temperaturen zwischen 800 – 900°C einer POCl_3 -Diffusion, einem Gemisch aus Sauerstoff und Phosphoroxychlorid, ausgesetzt:



Unter Bildung einer PSG-Schicht wird analog zur Bordiffusion atomarer Phosphor freigesetzt, der wiederum selbst in das Substrat diffundieren kann (Diffusionsmechanismen s. [110]).



Die bei der Reaktion freigesetzten Chloratome können sich während des Reaktionsprozesses an oberflächennahe Metallverunreinigungen binden und diese unschädlich machen. Das

entstehende PSG dient einerseits als Senke für Verunreinigungen, die sich auf Grund höherer Löslichkeit im PSG (s. [16]) in der finalen Abkühlrampe des Diffusionsprozesses im Glas sammeln. Andererseits können Verunreinigungen auch an Defekten aus der Grenzschicht zwischen Silizium und PSG aus dem Wafer eingefangen werden.

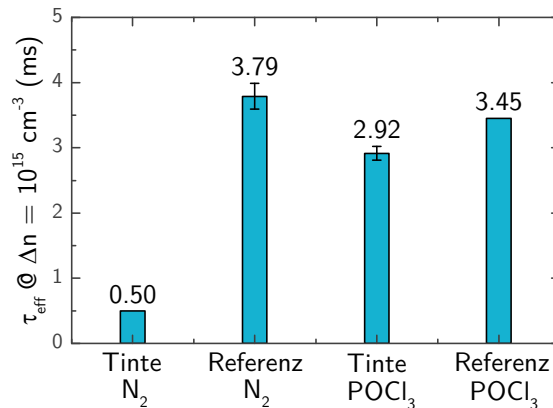


Abbildung 5.8: Erhöhung der effektiven Lebensdauer durch Gettern in einer POCl_3 -Atmosphäre (hier: $5 \Omega \text{cm}$ n-Typ FZ-Silizium, Tinte: Charge 6). Die effektive Lebensdauer ist bei $\Delta n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ausgewertet.

Mit Hilfe des zusätzlichen POCl_3 -Schrittes lässt sich die effektive Lebensdauer im Wafer reproduzierbar auf mehrere Millisekunden stabilisieren. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 5.8 durch den direkten Vergleich von ungegetteten (Tinte N_2 , 0,5 ms) und gegetteten (Tinte POCl_3 , 2,9 ms) Wafern deutlich.

Da PSG-Schichten nicht primär zum Gettern von Verunreinigungen sondern als Diffusionsquelle genutzt werden, werden in den nächsten Abschnitten Untersuchungen durchgeführt, ob die für die Solarzelle notwendigen hochdotierten n^+ -Bereiche (BSF und FSF) in einer kombinierten Diffusion, der sequentiellen Kodiffusion, hergestellt werden können. Dazu muss das borhaltige Glas einerseits eine Barrierewirkung gegen den diffundierenden Phosphor aufweisen (Abschnitt 5.4.4). Außerdem dürfen die Boratome während der Diffusion nicht aus dem borhaltigen Glas ausdampfen und ggf. an anderer ungewünschter Stelle ihre Dotierwirkung entfalten (Abschnitt 5.4.3).

Es sei angemerkt, dass in der Literatur bei der Erzeugung von p- und n-dotierten Bereichen in einem Ofenschritt oft von einer Kodiffusion gesprochen wird, obwohl die Dotierstoffe in den meisten Fällen während des Ofenprozesses nacheinander eingetrieben werden. Um das gleichzeitige Diffundieren vom aufeinanderfolgenden Diffundieren zu unterscheiden, wird dafür in dieser Arbeit der Begriff der sequentiellen Kodiffusion gewählt.

5.4.3 Ausgasen von Boratomen

Bei simultaner Erzeugung von p- und n-dotierten Strukturen muss die Kreuzkontamination mit Boratomen, die aus der Tintenschicht ausgasen und sich an anderer Stelle wiederanlagern, maximal unterdrückt werden. Bei einem Standardprozess in einem POCl_3 -Diffusionsofen

werden die Wafer so nah aneinander gestellt, dass der aus einer Richtung kommende - senkrecht zu den Wafern einströmende - Prozessgasfluss die Wafer laminar umströmt und sich zwischen den Wafern keine signifikante Strömung ausbildet.

Ist der Dotierstoff (z.B. borhaltige Tinte) direkt auf den Wafer aufgebracht, kann es möglich sein, dass sich in der Mikroatmosphäre zwischen zwei aneinander liegenden Wafern aus der Tinte ausdiffundierende Borkomplexe in der Gasphase sammeln und durch zufällige Bewegung an anderer Stelle des Wafers oder sogar des gegenüberliegenden Wafers wieder anlagern.

Um diese Problemstellung analysieren zu können, ist die Dotierung des Wafers in einer höheren Auflösung als der Breite der n-dotierten BSF Strukturen (ca. 400 μm) notwendig. Dies kann durch Messung lokaler Ströme an ohmschen oder diodisch sperrenden Bereichen eines blanken (unpassivierten) Wafers mit Hilfe des Correscan-Messgeräts der Firma SunLab BV erreicht werden. Dazu wird das hochdotierte FSF des Wafers mit einem Probenstich kontaktiert, während die p-n-Strukturen der anderen Seite unter Beleuchtung mit einer Metallnadel gerastert werden. Das Spannungssignal, das zwischen Probenstich und Spitze detektiert wird, ergibt sich aus dem Betrieb des Wafers in V_{oc} -Bedingungen bei den p-Typ-Strukturen zu Werten um 500 mV, während die Spannung bei n-Strukturen minimal ist. Die Auflösung des Gerätes ist durch den Durchmesser der Iridiumspitze auf ca. 100 μm in Scanrichtung limitiert. Obwohl die Iridiumspitze die Siliziumoberfläche und damit den Emitter teilweise abträgt, können an einem Wafer mit hoher Wahrscheinlichkeit mehrere aufeinanderfolgende - im Verlauf zueinander konsistente - Messungen durchgeführt werden, wobei die Signalamplitude i.A. fortlaufend geringer wird [125].

Bei der Untersuchung der Kreuzkontamination können drei Fälle auftreten:

- 1/ Ein p-Typ Emitter hat sich auf den für das BSF vorgesehenen Bereichen auf der Seite mit p-n-Strukturen gebildet (z.B.: Abbildung 5.9 rechts)
- 2/ Das FSF eines Nachbarwafers ist mit Boratomen des während der Diffusion gegenüberliegenden Wafers dotiert, so dass sich nach der POCl_3 -Phase ein n^+-p^+-n -Übergang gebildet hat (z.B.: Abbildung 5.9 links)
- 3/ Beide Seiten des Wafers sind ganzflächig mit Bor dotiert

Um die Fälle unterscheiden zu können, kann eine potentielle Überkompensation des FSF oder BSF (bei BSF-Bereichen mit größerem Radius als 1,1 mm) durch lokale ECV-Messungen analysiert werden (s. Abbildung 5.9 links). Dass Überkompensation vorliegt, wie in Abbildung 5.9 (rechts) zu sehen, wurde zudem mit SIMS-Messungen überprüft.

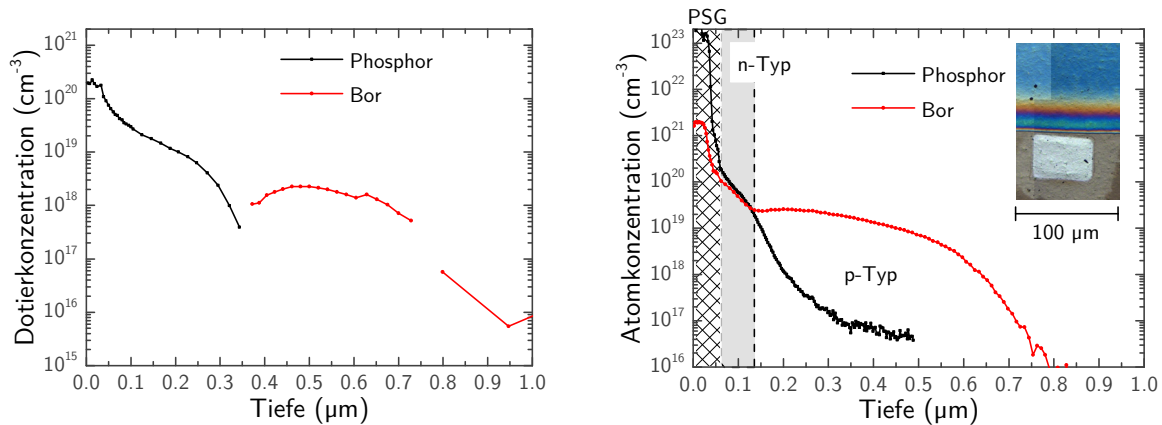


Abbildung 5.9: Links: Durch Ausgasen entstandenes Borprofil (ECV), das durch die darauffolgende POCl_3 -Diffusion in den ersten 300 nm überkompensiert ist. Rechts: Bestätigung des Ausgasens mittels SIMS-Analyse in einem Bereich (silbernes Rechteck im Mikroskopausschnitt) neben einer mit borhaltiger Tinte (blau) bedruckten Fläche. Die ersten 70 nm sind wiederum mit Phosphor überkompensiert, so dass sich ein n^+-p^+-n -Übergang bildet.

Bei der Auswertung der Proben von verschiedenen Positionen mit verschiedenen Stickstoffflüssen während der Diffusion zeigt sich, dass Borkomplexe prinzipiell aus der borhaltigen Tinte während des Diffusionsprozesses ausgasen. Die Sättigung der Atmosphäre zwischen den Wafern führt für den Standardabstand von 0,5 cm für alle Gasflussvariationen immer zu einer Eindiffusion von Bor an den für das BSF vorgesehenen Strukturen des bedruckten Wafers (einseitiges partielles Ausgasen, s. Abbildung 5.10 Mitte) und der für das FSF vorgesehenen Fläche auf dem gegenüberliegenden Wafer (vollständiges Ausgasen, s. Abbildung 5.10 oben). Des Weiteren ergibt sich eine Bordotierung für Fälle, in denen ein bestimmtes Volumen an auf Wafern aufgebracht borhaltiger Tinte im Rohr vorhanden ist. Die der Bordiffusion folgende POCl_3 -Diffusion erzielt dabei eine partielle Überkompensation der p-Dotierung an der Oberfläche. Der einzige Fall, bei dem keine nach beschriebenen Verfahren messbare Kreuzkontamination auftritt, ist für eine geringe Menge an $5 \times 5 \text{ cm}^2$ Wafern, die im Abstand von mehreren Slots, durch zusätzliche undotierte Wafer getrennt, im Ofenrohr diffundiert werden (kein messbares Ausgasen, s. Abbildung 5.10 unten). Um die Wirkung des Ausgasens zu verhindern, ist es notwendig, die Atmosphäre im Rohr in kurzen Zeitabständen komplett auszutauschen. Erzielt werden könnte dies mit Diffusionsöfen, die durch eine Pumpe Unterdruck im Rohr erzeugen und somit den Atmosphärenaustausch erheblich beschleunigen können. Da dies mit der vorhandenen Infrastruktur nicht möglich ist, werden für den Solarzellenprozess demnach ausschließlich $5 \times 5 \text{ cm}^2$ Wafer in geringer Zahl bei hohem Waferabstand diffundiert.

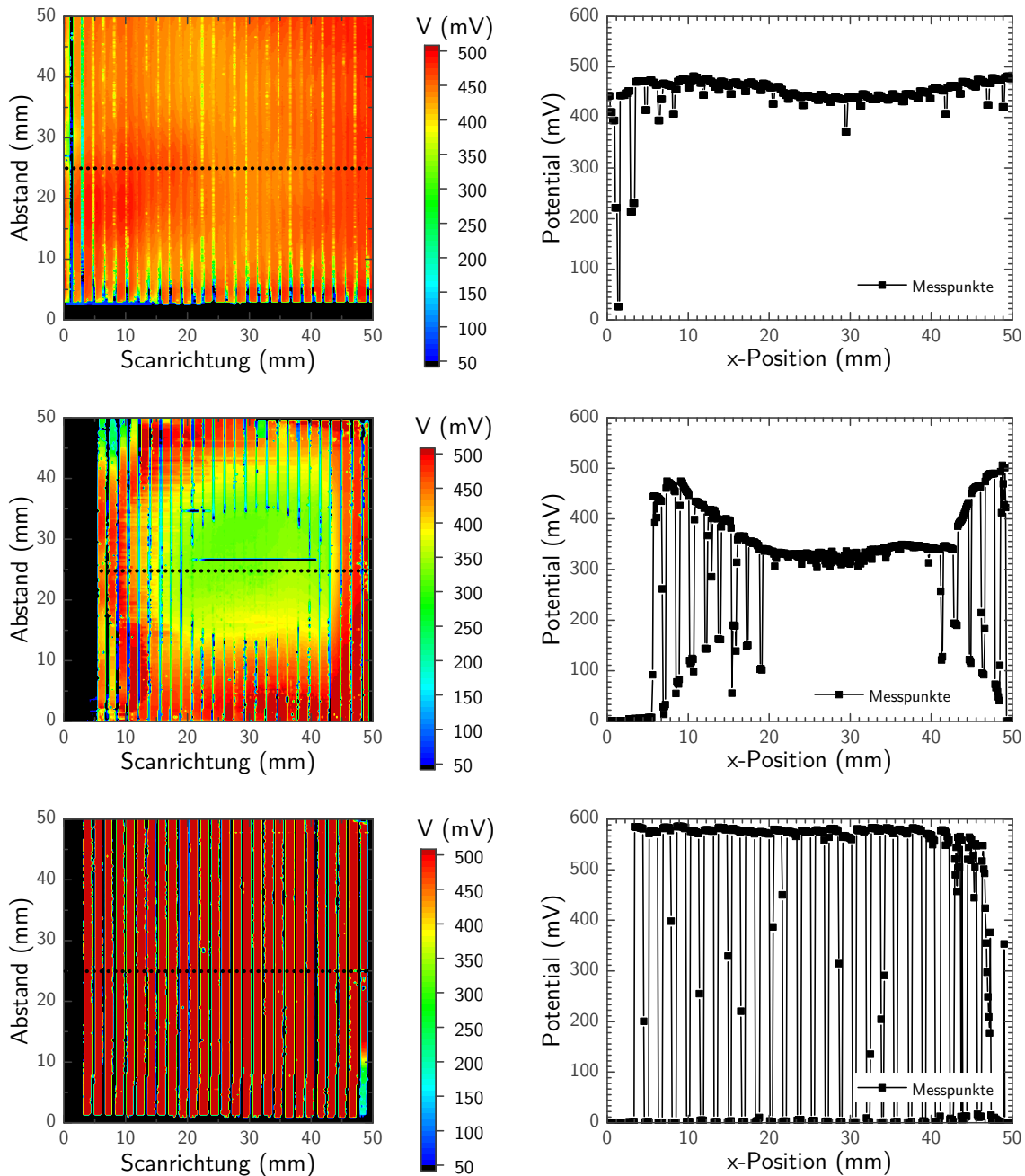


Abbildung 5.10: Oben: Ausschnitt aus einem $156 \times 156 \text{ mm}^2$ Wafer (links), der mit Bor aus der Ofenatmosphäre vollständig überkompensiert ist und zur schwarz gepunkteten Linie korrespondierender Potentialquerschnitt (rechts). Mitte: Ortsaufgelöstes Potentialbild eines $5 \times 5 \text{ cm}^2$ -Wafers (links), der mit Bor aus der Ofenatmosphäre lokal überkompensiert ist und zur schwarz gepunkteten Linie korrespondierender Potentialquerschnitt (rechts). Unten: Ortsaufgelöstes Potentialbild eines $5 \times 5 \text{ cm}^2$ -Wafers (links), der nicht messbar parasitär mit Bor kompensiert ist, und zur schwarz gepunkteten Linie korrespondierender Potentialquerschnitt (rechts).

5.4.4 Dichtigkeit der borhaltigen Tinte gegenüber Phosphor

Damit die im Wafer während der Bordiffusion gebildeten p-Typ-Bereiche nicht durch Phosphor überkompensiert werden, muss die borhaltige Tinte eine Diffusionsbarriere gegenüber

POCl_3 bilden. Versuche zur Barrierewirkung von Dotierschichten aus CVD-Anlagen und den daraus resultierenden Solarzellenprozessen sind bereits in der Literatur beschrieben (z.B. [126; 127; 128; 129; 130; 76; 81]). Die CVD-Schichten haben dabei den großen Vorteil, dass relativ einfach Schichtsysteme gebaut werden können, bei denen einzelne Schichten jeweils verschiedene Funktionen übernehmen können. Beispielsweise kann eine Schicht als Dotierquelle dienen, während eine weitere Schicht als Barriere fungiert. Im Gegensatz dazu müssen die borhaltigen Tinten beide Funktionen auf einmal erfüllen, da auf Grund des speziellen Trocknungsprozesses keine weiteren Schichten auf die Tinte aufgebracht werden können. Im Folgenden wird zunächst beschrieben, bei welchen Druckparametern geschlossene Tintenfilme auftreten und darauf aufbauend mit Hilfe von SIMS-Messungen überprüft, wieviel Phosphor in Abhängigkeit der Eintreibzeit in das Siliziumsubstrat diffundiert.

Um die makroskopische Dichtigkeit der Oberfläche zu überprüfen, wird die Schichtdicke über eine Variation der Auflösung senkrecht zur Verfahrrichtung des Tintenstrahldruckers (y-Achse) eingestellt, die Proben in der sequentiellen Diffusion eingetrieben und mit einem optischen Mikroskop untersucht. Es ergibt sich, dass ein enger Parameterraum für geschlossene Tintenfilme zwischen 350 dpi und 500 dpi existiert. Wird die Auflösung kleiner gewählt, verarmen einzelne Linien (laterale Diffusion von Boroxid-Partikeln beim Trocknen, vgl. Abschnitt 5.5.3) und die Schichtdicke beträgt lokal nur wenige Nanometer (Abbildung 5.11 Mikroskopaufnahme links oben, braune Bereiche ca. 30 nm), während andere Linien von der Verarmung profitieren und Schichtdicken von ca. 70 nm aufweisen (blaue Bereiche). Wird eine Auflösung größer 500 dpi ($x_{\text{dpi}} = 203$ dpi) gewählt, nimmt das aufgebrauchte Volumen zu und beim Trocknen der borhaltigen Tinte entsteht eine zunehmend höhere Eigenspannung der Schicht. Daraus resultiert zunächst eine Entlastung über kleine Risse im dickeren Randbereich der borhaltigen Tinte und bei noch höheren Auflösungen eine Rissbildung über die gesamte gedruckte Linie (Abbildung 5.11: gelb/lila Bereiche mit 230/270 nm Schichtdicke).

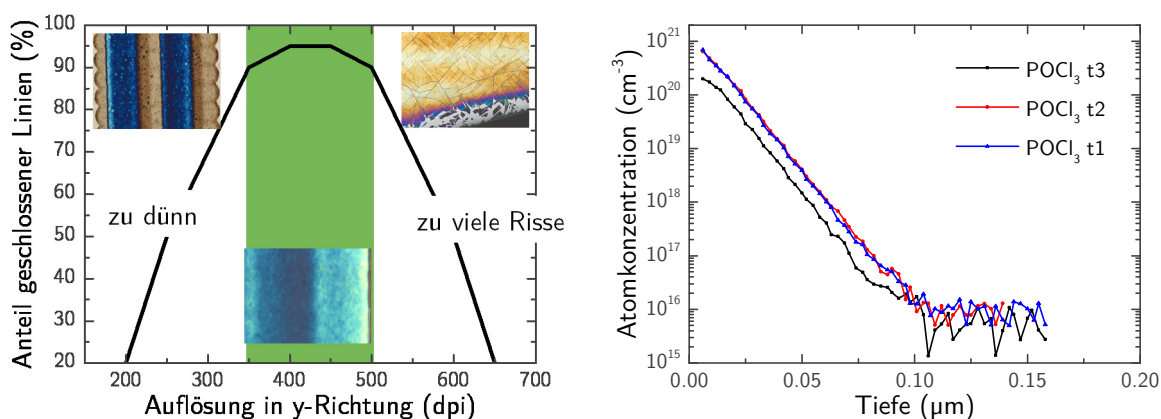


Abbildung 5.11: Links: Schematische Darstellung des optimalen Druckbereichs (grün) für geschlossene Oberflächen nach einem Hochtemperaturschritt. Auflösungen kleiner des optimalen Druckbereichs führen zu inhomogenen und zu dünnen Linien, Auflösungen größer dem Optimum führen zu verstärkter Rissbildung und Abplatzen des Borglases. Rechts: Phosphorkonzentration bestimmt durch SIMS-Messungen in Abhängigkeit der Eintreibzeit. Der zugehörige Emittter ist jeweils der Standardemittter (s. Abbildung 5.8 rechts).

Zu dünne oder zu dick gedruckte Linien führen demnach zu makroskopischen Defekten, die generell eine Eindiffusion von Phosphor ermöglichen, während innerhalb des grün indizierten Bereiches in Abbildung 5.11 (links) keine makroskopischen Anomalien der Tintenbedeckung erkennbar sind. Dennoch ist es vorstellbar, dass Phosphor durch die borhaltige Tinte (bzw. das Borglas) diffundiert und die Oberfläche des Emitters schädigen kann. Beim Vergleich verschiedener Eintreibzeiten für die POCl_3 -Diffusion gemäß Abbildung 5.11 (rechts) fällt auf, dass Phosphor bei jeweils gleich ausgebildetem Boremitter (vgl. Abbildung 5.12) innerhalb der ersten 100 nm nachweisbar ist und die Konzentration unabhängig von der Eintreibzeit gleichmäßig exponentiell abfällt.

Zusammenfassend lässt sich schließen, dass die Bedeckungsfähigkeit der Tintenschichten eine Funktion der Schichtdicke ist und dass bei vollständig geschlossenen Oberflächen Phosphor nur oberflächennah in das Substrat eindringt, wobei der Verlauf des Profils dem Ausläufer eines Gaußprofils bei endlicher Quelle ähnelt, jedoch auf Grund des komplexen Systems am Übergang von PSG/BSG/Silizium nicht näher beschrieben werden kann.

Im nächsten Abschnitt wird analysiert, wie die Phosphorkonzentration mit der BRL zusammenhängt und welche Mittel und Wege existieren, diese Oberflächen so zu präparieren, dass die Sättigungsströme im Emitter für einen IBC-Solarzellenprozess geeignet sind.

5.4.5 j_{0e} und Passivierung

Entgegen den von Engelhardt *et al.* [126] beschriebenen passivierenden CVD-Dotierschichten kann eine passivierende Wirkung des sich aus der borhaltigen Tinte bildenden Glases nicht beobachtet werden. Daher sind das Entfernen des Glases und das darauffolgende Passivieren der Oberfläche für niedrige Sättigungsströme im Emitter von essentieller Bedeutung.

Der Übergang zwischen Silizium und Glas ist i.A. nicht abrupt, da sich in oberflächennahen Schichten im Silizium zunächst Präzipitate sammeln können, deren Dichte zur Siliziumoberfläche unter Ausbildung von Clustern weiter zunimmt und damit die Kristallstruktur des Siliziums soweit stört, dass viele verschiedene Phasen und Mischungsverhältnisse zwischen Glas und Silizium an der Oberfläche vorliegen (bereits in Abbildung 2.6 gezeigt). Der Zwischenbereich zwischen Glas und Silizium ist dabei sehr borreich und wird als *boron rich layer* (BRL) bezeichnet (s. Abbildung 5.12 links). Da sich das reine borhaltige Glas selbst in niedrig konzentrierter HF (5 Vol.-%) innerhalb von Minuten vom Wafer ablöst, kann der Übergang vom Glas zur BRL recht klar definiert werden. Der Übergang zwischen BRL und Silizium ist unklarer, da dieser sich durch die Clusterbildung mehrere Nanometer tief in den Wafer ausdehnt und daher nicht klar abgegrenzt ist. Durch den Vergleich von SIMS und ECV-Messungen an bedruckten und diffundierten Wafern mit der im vorangegangenen Abschnitt als „sauber“ befundenen Tintencharge ergibt sich die Ausdehnung der BRL zu ca. 75 nm. Nur die vollständige und homogene Entfernung der BRL kann zu niedrigen Sättigungsströmen führen. Der in Abbildung 5.12 (rechts) gezeigte nicht verschwindende Phosphorgehalt in der

BRL ist bereits ein Hinweis auf die weiteren Untersuchungen und Schlussfolgerungen in den Abschnitten 6.3.3 und 6.3.4.

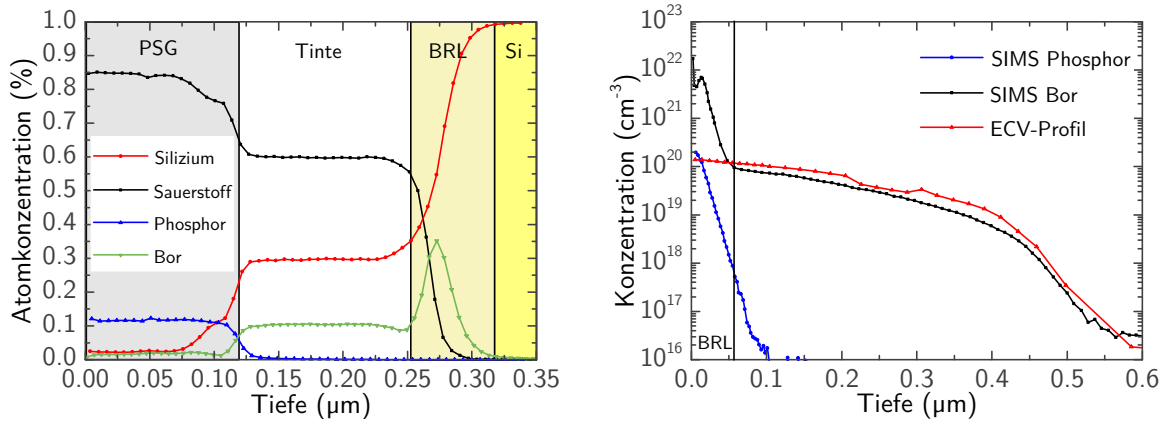


Abbildung 5.12: Links: Konzentrationsbestimmung von Sauerstoff, Silizium, Phosphor und Bor eines Wafers, der mit borhaltiger Tinte bedruckt und anschließend eingetrieben und unter POCl_3 -Atmosphäre nachbehandelt wurde. Für die SIMS-Messung wurde ein Glasstandard verwendet. Rechts: Ausschnitt (hier: SIMS und ECV) des linken Bildes an der Grenzfläche zwischen Silizium und BRL. Für die SIMS-Messung wurde ein p- bzw. n-Silizium-Standard verwendet. Die Schichtdicke in der linken Grafik ist mit Ellipsometrie (Genauigkeit ± 30 nm) überprüft, in der rechten Grafik mit Hilfe der ECV-Messung.

Im Folgenden werden verschiedene Methoden zur Entfernung der BRL beschrieben und die Analyse auf Basis der Sättigungsströme vorgestellt. Diese Auswertung erfolgt nach der Methode von Kane und Swanson [131]. Dabei wird die effektive Lebensdauer eines FZ-Wafers mit niedriger Basisdotierung (hier: $200 \Omega\text{cm}$) und dem gesuchten beidseitig ganzflächig aufgebrachten hochdotierten Bereich über eine QSSPC-Messung in Hochinjektion ($\Delta n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bestimmt. Mit der Annahme, dass die Waferlebensdauer durch SRH-Rekombination bei der niedrigeren Dotierung nur minimal eingeschränkt ist und die Band-zu-Band-Rekombination vernachlässigt werden kann, hängt die Waferlebensdauer nur noch von der Auger-Rekombination ab. Für diese existieren Parametrisierungen (hier: [24]), die es erlauben, über die Messgröße τ_{eff} den Sättigungsstrom für eine dotierte Schicht aus der Steigung der sich aus Gl. (2.17) ergebenden Geradengleichung zu bestimmen:

$$\left(\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Aug,Para}}} \right) = \frac{2j_0}{qd n_i^2} \Delta n + \frac{2j_0 N_{A/D}}{qd_{\text{Zelle}} n_i^2} \quad (5.11)$$

Beachtet werden sollte, dass der j_0 -Wert die Kombination aus Vorder- und Rückseite ist und aus Symmetriegründen halbiert werden sollte, um den Wert für eine Seite zu erhalten.

Das aus der Tinte während der Diffusion entstandene Glas wird zunächst in einer niedrigkonzentrierten HF (5 Vol.-%) abgeätzt.

Tabelle 5: Vergleich der j_{0e} -Werte nach nasschemischer Oxidation + HF, EEB und Oxidation + HF mit Ofenprozess.

Einheit	j_{0e} nasschemisch fA/cm ²	j_{0e} EEB fA/cm ²	j_{0e} Hochtemperatur fA/cm ²
$\langle j_{0e,arith} \rangle$	278	41	37
$\sigma_{j_{0e}}$	86	2	5

Die nasschemischen Reinigungen werden entweder mit einer Piranha- ($H_2SO_4+H_2O_2/HF$) oder einer RCA-Reinigung ($NH_3+H_2O_2/HF$ und $HCl+H_2O_2/HF$) durchgeführt. Gemäß Tabelle 5 ergeben sich für die Sättigungsstromdichten Werte im Mittel von 278 fA/cm^2 und sind damit mehr als doppelt so hoch, als in der Simulation angenommen. Im Gegensatz zu den anderen Prozessen fällt bei der nasschemischen Reinigung zudem auf, dass die Probenoberfläche häufig optisch inhomogen aussieht, was sich in einem bräunlichen Schleier äußert.

Da einfache Oxidationen der Probenoberfläche demnach nicht ausreichen, die BRL vollständig zu entfernen, werden Parallelproben dem *emitter-etch-back*-Prozess (EEB, HNO_3+HF+H_2O , [132]) ausgesetzt. Bei ganzflächigen Proben reicht schon ein kurzer Prozessschritt ($< 60 \text{ s}$) aus, die Sättigungsstromdichte auf im Mittel 41 fA/cm^2 zu senken. Im Rahmen des Fehlers nicht signifikant niedrigere Sättigungsstromdichten liefert im Vergleich dazu die Oxidation während eines Hochtemperaturschritts mit 37 fA/cm^2 .

Dennoch sind die Ergebnisse nicht gleich zu gewichten, denn der EEB-Prozess porosiert in einem Schritt die Oberfläche und entfernt diese in einem weiteren Schritt wieder. Dies führt dazu, dass das Dotierprofil gleichmäßig zurückgeätzt wird. Bei der nassen Oxidation hingegen bildet sich auf Grund des Konzentrationsgradienten an Dotierstoff zwischen dem Siliziumsubstrat und dem aufwachsenden Oxid eine oberflächennahe Verarmungsschicht aus (s. Abbildung 5.13). Relevant wird dieser Unterschied bei anschließender Kontaktierung der Schicht. Zu stark verarmte Oberflächen führen u.U. zu einem erhöhten Kontaktwiderstand, der wiederum den Serienwiderstand der Solarzelle erhöht.

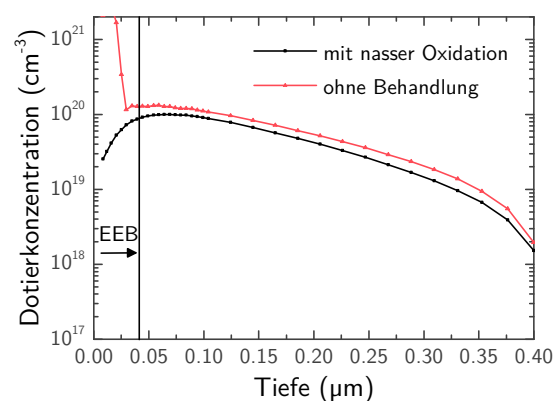


Abbildung 5.13: Dotierprofile an der Oberfläche ohne zusätzliche Behandlung (rot), Verarmung durch nasse Oxidation (schwarz) und chemisches Ätzen mittels EEB (abgeschnittenes rotes Profil).

Neben den bisher vorgestellten Experimenten gilt es zu beachten, dass die Tintenschicht bei IBC-Solarzellen nicht ganzflächig, sondern lokal in Streifen aufgebracht wird. Dies hat teilweise entscheidenden Einfluss auf die Höhe der Sättigungsströme, die auf Wafern, die beidseitig mit Linien bedruckt wurden, bis auf 300 fA/cm^2 ansteigen können. Die Ursache dessen könnte sein, dass sich die Randbereiche einer gedruckten Linie wesentlich schlechter vom Substrat mit HF ablösen lassen, als die flächigen Bereiche (sog. *coffee staining*). Verspannungen innerhalb der Schicht sind potentiell höher als direkt am Rand einer Linie, weil in der Richtung, in der die Linie endet, ein Freiheitsgrad mehr für die Ausbildung der Molekülketten im Glas gegeben ist. Daher kann sich die Schicht am Rand einer Linie bei den hohen Temperaturen stärker verdichten und ist daraufhin resistenter gegen chemische Prozesse. Dass sich die Randbereiche anders als die flächigen Bereiche des Borglases langsamer ätzen/oxidieren, könnte ein Hinweis auf die defektreichen p-n-Übergänge, die in Abschnitt 6.3.3 und 6.3.4 beschrieben sind, sein.

5.5 Lokale Eigenschaften tintenstrahlgedruckter Boremitter

Der folgende Abschnitt ist unterteilt in drei Themenbereiche. Der erste Teil beschreibt die Benetzungs- und Dotierfähigkeit der aus den borhaltigen Tinten formierten Emittlern auf texturierten Oberflächen anhand von Rasterelektronenmikroskopaufnahmen (REM). Im Zwischenteil wird die Methode der Kelvinsondenmikroskopie (KPFM) erläutert, die im dritten Teil dafür verwendet wird, Unregelmäßigkeiten im Druckbild der borhaltigen Tinte auf die Dotierwirkung hin zu untersuchen.

5.5.1 Texturierte Oberflächen

Da die Experimente in den letzten Abschnitten je auf chemisch geglätteten Oberflächen durchgeführt sind, die sich durch ihre Rundungen/Kantenlosigkeit und die geringe Oberflächenrauheit auszeichnen, wird in diesem Abschnitt analysiert, ob die Dotierwirkung der borhaltigen Tinte auf texturierten Oberflächen ebenfalls gegeben ist. Texturierte Oberflächen können für die Solarzelle von besonderem Interesse sein, da sie einerseits die Reflektion auf der Vorderseite erheblich verringern können und bei IBC-Solarzellen den Einsatz von kommerziell erhältlichen Siebdruckpasten für die Kontaktierung begünstigen (v.a. AgAl Pasten [133; 134]).

Die Pyramiden einer in der Photovoltaik geläufigen alkalischen Textur weisen dabei typische Höhen von mehreren Mikrometern auf ($3 - 5 \mu\text{m}$). Die borhaltige Tinte ist beim Aufbringen auf den Wafer zunächst so niederviskos, dass sich auf Grund der Schwerkraft mehr Volumen in den Tälern zwischen den Pyramiden sammelt. Beim Aushärten der borhaltigen Tinte zieht sich diese unter Abgabe von Lösungsmitteln stark zusammen (typischerweise um den Faktor 10), was zu einer Brückenbildung der borhaltigen Tinte in den Tälern zwischen den Pyramiden führen kann. Die Haftkraft zwischen Tinte und Substrat reicht dabei nicht aus, den Film an

der Oberfläche zu halten, und die Zugspannung in der borhaltigen Tinte ist gleichzeitig so gering, dass der Film nicht reißt. Das Reißen des Filmes tritt allerdings auf, wenn die aufgebrauchte Schichtdicke erhöht oder größere Täler überwunden werden müssen.

Mit Hilfe der Elektronenmikroskopie (REM) kann der Emitter an vertikalen Bruchkanten unter Ausnutzung der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen im Emitter (10^{20} cm^{-3}) und der Basis (ca. 10^{15} cm^{-3}), die zu einer gegenüber der Basis erhöhten Absorption freier Ladungsträger im Emitter führen, sichtbar gemacht werden. Da der Kontrast zwischen den Grauwerten gering ist, ist der Emitter in Abbildung 5.14 rot eingefärbt. Obwohl die borhaltige Tinte vor dem Aushärten von den Pyramidenspitzen herunterläuft, scheint das Verhältnis von Oberflächenspannung und Viskosität so eingestellt zu sein, dass eine Restschicht an Tinte die Pyramidenspitzen nach dem Aushärten und Diffundieren bedeckt. Daher ist die Dotierwirkung im oberen Bereich und an den Flanken der Pyramiden weiterhin gegeben, durch geometrische Eigenschaften der Pyramide (ca. 70° Öffnungswinkel) direkt unterhalb der Spitze sogar verstärkt (Abbildung 5.14 rechts).

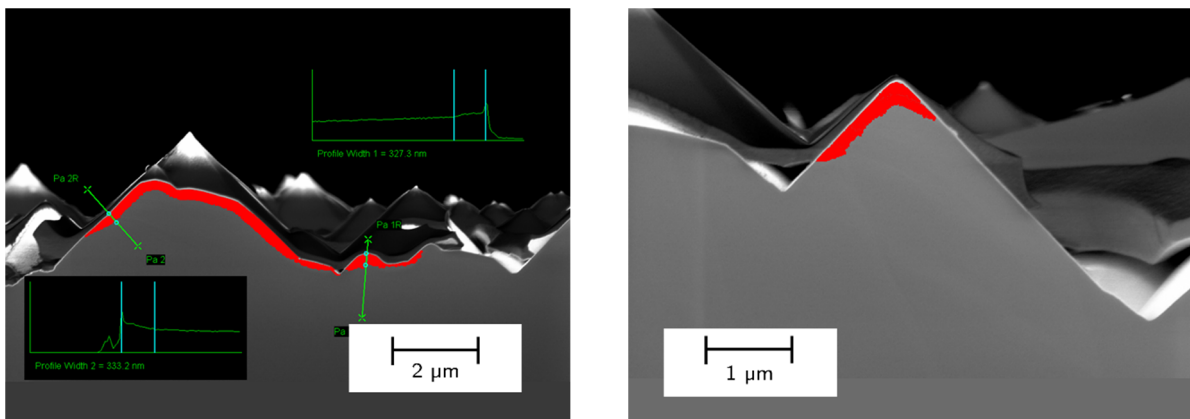


Abbildung 5.14: Links: REM-Aufnahme einer Bruchkante eines alkalisch texturierten Cz-Wafers, der mit borhaltiger Tinte bedruckt und diffundiert wurde. Rechts: REM-Aufnahme einer sich beim Trocknungsvorgang bildenden Brücke aus borhaltiger Tinte und Aufreißen der Tinte bei zu hoher Zugkraft zwischen zwei Tälern. In Rot ist jeweils der ausgebildete Emitter dargestellt.

Bei Bereichen, über denen eine Brücke verläuft, bildet sich während der Diffusion in den in Abbildung 5.14 ersichtlichen Beispielen kein Emitter aus. Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass sich das Leervolumen zwischen Brücke und Substrat während der Diffusion u.U. mit Boratomen füllen kann (s. Ausgasen von Atomen, Abschnitt 5.4.3) und eine erheblich schwächere und daher im Kontrast der REM-Aufnahme nicht sichtbare Dotierung bildet. Selbst die lokal verminderte Dotierung und daraus resultierende inhomogene Bildung des Emitters führt bei der Solarzelle einerseits zu höheren lateralen Transportverlusten der Majoritäten im Emitter und kann andererseits, wenn ein flacherer Emitter unter den Metallkontakten liegt, zu Kurzschlüssen führen. Bei nicht vorhandenem Emitter unter den Brücken sind beide Phänomene inhärent vorhanden und die gewünschte Operation der Solarzelle ist stark eingeschränkt.

In diesem Abschnitt ist gezeigt, dass die Applikation von borhaltigen Tinten auf alkalischen Texturen mit zufällig verteilten Pyramiden mit Höhen zwischen 3 – 5 μm entweder zu einem Aufbrechen oder zur Brückenbildung der Tintenschicht in den Tälern zwischen den Pyramiden führen kann, während die Pyramidenspitzen und -flanken weiterhin ausreichend mit borhaltiger Tinte bedeckt sind. Neben Rissen oder aufgebrochenen Bereichen in der Tintenschicht unterbinden die nur im Querschnitt sichtbaren Brücken ebenfalls die Dotiereffizienz. Daher ist die untersuchte borhaltige Tinte für den Einsatz als Emitter auf texturierten Oberflächen nicht geeignet, denkbar ist die Verwendung bei p⁺-p-Übergängen (z.B. als BSF) oder eine Anpassung der Tintenrheologie.

5.5.2 Kelvinsonden-Mikroskopie (KPFM)

Eine weitere Möglichkeit, kleine Unterschiede in der Dotierung oder fehlende Dotierung mikroskopisch aufzulösen, ist die Kelvinsonden-Mikroskopie (KPFM). Da weitere Untersuchungen in dieser Arbeit auf der KPFM-Methode basieren, wird diese im Folgenden detailliert vorgestellt. KPFM (*Kelvin probe force microscopy*) oder SKPM (*scanning Kelvin probe microscopy*) ist eine Messmethode, die, kombiniert mit einer AFM-Messung, die Austrittsarbeit von Oberflächen zweidimensional mit lateralen Auflösungen bis unter 20 nm bestimmen kann (unter Ultra-Hoch-Vakuum, kurz UHV, und bei geeignetem Algorithmus zur Entfaltung der Spitzengeometrie, [135]). Die Differenz der Austrittsarbeiten zwischen Spitze des Kantilevers und Probenoberfläche geteilt durch die Elementarladung ergibt die Kontaktspannung V_{cpd} , die wiederum indirekt mit dem KPFM gemessen werden kann [135]:

$$V_{cpd} = \frac{\phi_{Probe} - \phi_{Spitze}}{q} \quad (5.12)$$

Damit bei einer KPFM-Messung letztendlich das langreichweitige (magnetische) und elektrische Potential bestimmt werden kann, ist die genaue Kenntnis der Topografie einer Probe vonnöten. Daher besteht eine Messung immer aus zwei Teilen, einer AFM- und einer KPFM-Messung, deren Signale bestmöglich voneinander getrennt werden müssen. Für Messungen bei Atmosphärenbedingungen, wie sie im verwendeten Versuchsaufbau möglich sind, ist die amplitudenmodulierte AC-AFM-Messung zur Topografiebestimmung zu empfehlen [136]. Dabei wird die Spitze zu einer mechanischen Schwingung ω_{nc} etwas unterhalb der Resonanzfrequenz angeregt (typischerweise - 5%, repulsiver Modus). Die Schwingung wird dabei einerseits über den Kantilever und andererseits beim Anfahren der Spitze an die Probenoberfläche durch dessen Lennard-Jones-Potential (kurzreichweitige Kräfte, [137]) gedämpft. Fährt die Spitze im Folgenden horizontal entlang der Oberfläche, ändert sich der Abstand zwischen Spitze und Oberfläche, damit die Dämpfung δ und somit die Resonanzfrequenz des Systems ($\omega_i \approx \sqrt{\omega_{nc}^2 - \delta^2}$). Da die Frequenz ω_{nc} konstant gehalten werden soll, ändert sich folglich die Amplitude der Schwingung bei ω_{nc} . Über den z-Piezoaktuator wird der Abstand

zwischen Spitze und Probe deshalb so nachgeregelt, dass die Amplitude wieder ihren Ursprungswert erreicht (daher Amplitudenmodulation). Die Einschwingzeit für einen Messpunkt ist dabei proportional zum Gütefaktor und ergibt bei den verwendeten Spitzen (Radius ~ 28 nm) und Resonanzfrequenzen (~ 70 kHz):

$$t_{ncAFM} \approx \frac{Q}{\omega_{nc}} = \frac{\omega_{nc}}{\omega_{nc} \Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\omega} \approx 2 \text{ ms} \quad (5.13)$$

Der Gütefaktor (typischerweise um die 100) ergibt sich dabei aus dem Verhältnis der Resonanzfrequenz zur Halbwertsbreite (FWHM) der Frequenz im Amplitudenbild. Große Gütefaktoren stehen dabei für eine geringe Dämpfung, während kleine Gütefaktoren bei breiteren und flacheren Spitzen auftreten und demnach höhere Dämpfung besitzen.

Der z-Piezoaktuator wird nach dem Abfahren jeder Linie im AC-AFM Modus so moduliert, dass eine Potentialmessung (KPFM) in konstantem Abstand zur Probenoberfläche (*lift-mode*, *two pass mode*) durchgeführt werden kann. Es ist dabei leicht einsichtig, dass ungenaue Messung der Topografie direkten Einfluss auf die langreichweitigen Kräfte hat. Die Bestimmung der Extraktion dieses langreichweitigen Potentials wird im Folgenden erklärt.

Die Methode der Kelvinsonden-Mikroskopie wurde erstmals von Nonnenmacher *et al.* ([138]) beschrieben und basiert auf dem Prinzip, dass sich das System Messspitze/Probe wie ein Kondensator verhält. Im statischen Fall entspricht die auf die Spitze wirkende Kraft dem Gradienten der Kondensatorenergie:

$$F_{el,spitze} = -\nabla E_{el} = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial r} V^2 - CV \frac{\partial V}{\partial r} \approx -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} V^2 \quad (5.14)$$

Dabei wird sowohl angenommen, dass sich $\partial V/\partial r$ nur minimal ändert und der Term folglich vernachlässigbar ist, als auch, dass es sich bei der Betrachtung um ein eindimensionales Problem handelt ($\partial r \approx \partial z$). Letztere Annahme ist deshalb gültig, da sich die Spitze von ihrer schmalsten Stelle üblicherweise nur sehr langsam verbreitert (optimale Spitzenform s. [139]) und daher zusätzlich auftretende radiale Terme bei näherungsweise glatten Probenoberflächen vernachlässigt werden können.

Für die Extraktion von V_{cpd} wird der Kantilever mit einer Wechselfrequenz $\omega_{ac} \approx \omega_{nc}$ und einer Amplitude V_{ac} (typischerweise zwischen 1 – 3 V, [140; 141]) zunächst elektrisch zum Schwingen angeregt. Auf die Spitze wirken demnach das langreichweitige elektrische Potential V_{cpd} der Probe und die elektrisch angeregte Schwingung mit der Amplitude V_{ac} :

$$F_{el,spitze} = \frac{\partial C}{\partial z} [V_{cpd} + V_{ac} \sin(\omega_{ac} t)]^2 \quad (5.15)$$

Umformen ergibt:

$$F_{el,spitze} = \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \left[\left\{ V_{cpd}^2 + \frac{1}{2} V_{ac}^2 \right\} + \left\{ 2V_{cpd}V_{ac} \sin(\omega_{ac}t) \right\} - \left\{ \frac{1}{2} V_{ac}^2 \cos(2\omega_{ac}t) \right\} \right] \quad (5.16)$$

Da die angelegte Wechselspannung die Amplitude des Kantilevers erheblich ändern kann, wird bei der AM-KPFM-Messung die Schwingung minimiert, indem eine Gleichspannung V_{dc} zusätzlich zur Wechselspannung angelegt wird. Eine Schwingung mit einem konstanten Signal zu minimieren erscheint zunächst nicht logisch, kann aber realisiert werden, indem das Signal des zu ω_{ac} proportionalen Terms in Gleichung (5.16) über einen Frequenzfilter (*lock-in amplifier*) separiert wird und durch Anlegen der Gleichspannung mit $V_{dc} - V_{cpd} = 0$ verschwindet (Man beachte: $2\omega_{ac}$ ist keine höhere Harmonische von ω_{nc} , d.h. die „übrige“ mechanische Schwingung ist minimal). Damit ist der mittlere Term in Gleichung (5.16) der für die KPFM-Messung relevante und die angelegte Spannung V_{dc} entspricht Gleichung (5.12) und ist damit proportional zur Differenz der Austrittsarbeiten zwischen Spitze und Probe.

$$\Delta V_{cpd} = \frac{\phi_{p-typ} - \phi_{n-typ}}{e} \quad (5.17)$$

Für den Vergleich unterschiedlich dotierter Bereiche auf dem Substrat sei angemerkt, dass das Kontaktpotential zwischen p- und n-Typ Silizium i.A. unabhängig von der Austrittsarbeit der Spitze gemäß Gleichung (5.17) ist.

Die in dieser Arbeit durchgeführten und publizierten ([142],[143]) Messungen basieren alle auf dem amplitudenmodulierten AC-AFM kombiniert über das beschriebene zwei-Wege-System mit AM-KPFM und sind an einem MFP-3D der Firma Asylum Research bei Atmosphärenbedingungen durchgeführt. Die Interpretation der Messsignale an p-n-Übergängen findet auf Basis der in der Literatur bekannten Messungen (vgl. [144; 145; 146; 147; 148; 149; 150]) an ähnlichen Strukturen und den aus der Oberflächenphysik bekannten Randeffekten an Halbleiterstrukturen (s. Appendix B) statt. Die laterale Auflösung des verwendeten Systems ergibt sich durch Messungen an Referenzstrukturen auf ca. 100 nm, hängt für jede Messung allerdings zusätzlich von der Qualität der Spitze, der Probenstruktur und dem Finden der optimalen Messparameter ab.

5.5.3 Defekte auf chemisch polierten Oberflächen

Zur Analyse von lokalen Dotierstrukturen im (Sub-)Mikrometerbereich wird im Folgenden das KPFM verwendet. Der Fokus des Experiments liegt dabei auf drei für den Druck mit borhaltiger Tinte sehr typischen Störungen der Tintenbedeckung an Proben, die zuvor mit einer sequentiellen Kodiffusion behandelt wurden. Die Wafer sind gemäß den Erkenntnissen aus Abschnitt 5.4.3 einzeln diffundiert, damit Ausgasen von Boratomen die Messung und deren

Interpretation nicht verfälscht. Für die KPFM-Messung wird die borhaltige Tinte zunächst in HF aufgelöst, die Oberfläche danach mit einer Piranha-Reinigung oxidiert und das gebildete Oxid anschließend mit HF abgenommen.

1/ Minimale Abweichungen bei der Kalibrierung der Tintendüsen können zu einer Vergrößerung des Spurbabstandes zwischen zwei aneinandergrenzenden Linien führen. Dies hat beim Antrocknen der borhaltigen Tinte zur Folge, dass sich ein regelmäßiges Lochmuster auf dem Wafer abbildet, da das pro Fläche aufgebrachte Tintenvolumen nicht ausreicht, die Oberfläche vollständig zu bedecken (s. Abbildung 5.15). Nach Eindiffundieren in POCl_3 -Atmosphäre lässt sich dem zu dem weißen Rechteck links in der Abbildung korrespondierenden Potentialbild entnehmen, dass der Defekt zu einer vollständigen Ausbildung einer lokalen n^+ -Dotierung in der für den Emittor vorhergesehenen p^+ -Struktur führt.

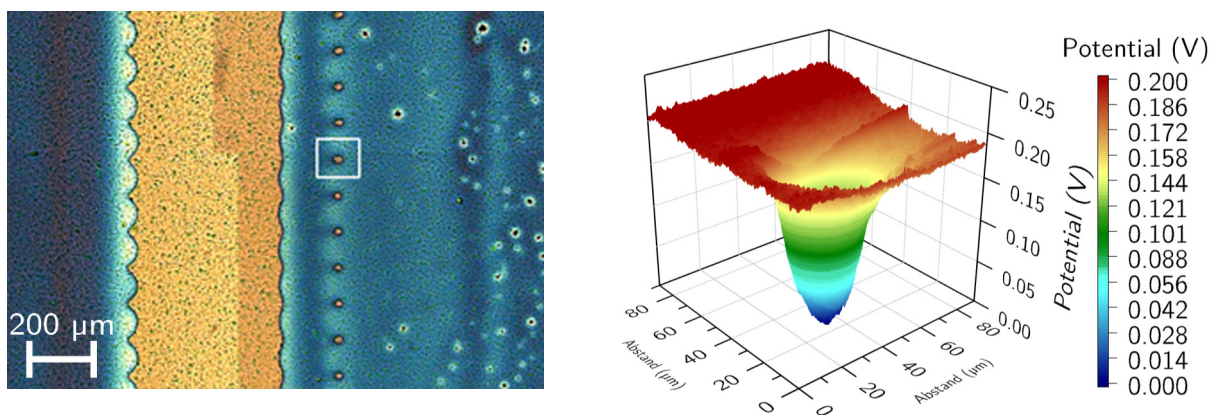


Abbildung 5.15: Links: Mikroskopische Aufnahme eines mit borhaltiger Tinte bedeckten, in POCl_3 -Atmosphäre diffundierten Wafers. Erkennbar sind die sich wiederholenden, durch das Tintenstrahlverfahren hervorgerufenen kreisrunden Defekte. Rechts: Zum weißen Quadrat passender Ausschnitt einer KPFM-Messung, rot indiziert p-Typ, blau steht für n-Typ-Silizium.

Ohne zu weit auf die Analyse der jV -Kennlinien, wie sie in Kapitel 6 beschrieben ist, vorzugreifen, ist es vorstellbar, dass die Wirkung eines derartig erzeugten p^+-n^+ -Übergangs mitten in der Tintenstruktur negative Wirkung auf die Solarzelle besitzt. Je nach Design der Solarzelle und Lage des Defekts kann dieser in einem Bereich liegen, der für den Kontakt des Emitters in darauffolgenden Schritten metallisiert wird. Ist dies der Fall treten so erhebliche Kurzschlüsse auf, dass die Kennlinie der Solarzelle eher einem Ohm'schen Widerstand (Parallelwiderstand von wenigen Ωcm^2) denn einer Diodenkennlinie gleicht. Eine effektive Trennung von Ladungsträgern ist dann nur unzureichend gegeben. Als sehr wahrscheinlich gilt auch, wie in Abschnitt 6.3.3 beschrieben, dass die durch den kompensierten Bereich entstehenden Defekte die Sättigungsströme in der RLZ drastisch erhöhen, was zu einer Reduktion des FF und der offenen Klemmenspannung führt.

2/ Neben dem Drucker als Fehlerquelle treten Defekte durch lokale Kristallite in der Tinte, über das Drucksystem eingebrachte Mikropartikel (Filter $0,2\ \mu\text{m}$), oder Partikel aus der Atmosphäre auf. Am Wafer sich anlagernde Partikel führen zu Verspannungen und infolgedessen zu Rissen beim Schrumpfen der Schicht während des Hochtemperaturschrittes. Die

Risse liegen häufig am Rand einer Linie auf Grund der dort etwas dickeren Tintenschicht (Abbildung 5.16 helleres Blau) und besitzen fast immer ein Zentrum, von dem sie sich sternförmig ausbreiten, wobei die Breite an der Oberfläche eines Risses mehrere Mikrometer und die Länge bis zu mehreren zehn Mikrometern betragen kann.

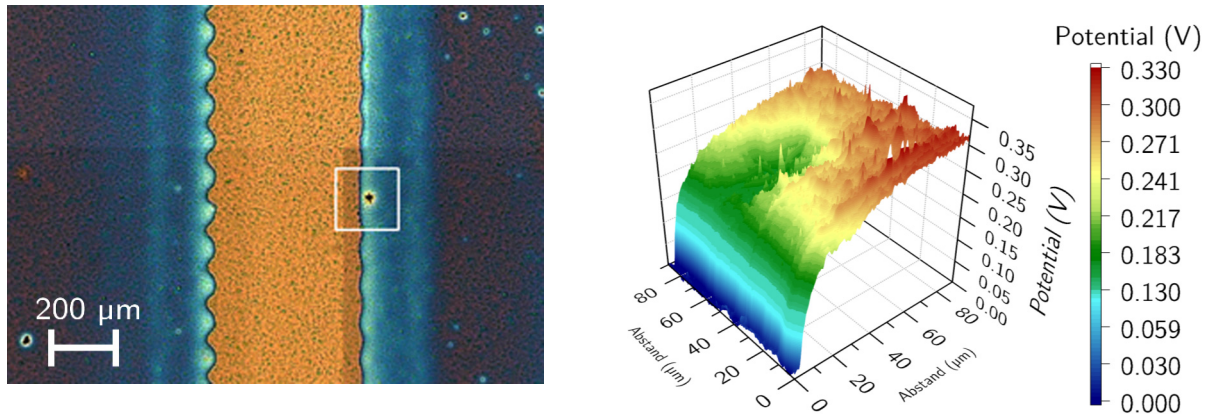


Abbildung 5.16: Links: Mikroskopaufnahme eines mit borhaltiger Tinte bedeckten, in POCl_3 -Atmosphäre diffundierten Wafers. Die durch Verspannung entstehenden Risse breiten sich meist sternförmig aus und treten gehäuft am dickeren Randbereich der Tinte auf. Rechts: Zum weißen Quadrat passender Ausschnitt einer KPFM-Messung, rot indiziert p-Typ, grün steht für eine reduzierte p-Dotierung und blau steht für n-Typ-Silizium.

Für alle Untersuchungen ergibt sich ein von der Aussage her ähnliches Ergebnis wie bei der in Abbildung 5.16 exemplarisch analysierten Struktur. Das zugehörige Potentialbild zeigt dabei einerseits einen steilen Abfall hin zum nicht mit Tinte bedeckten Bereich (n-Typ), und stabilisiert sich auf dem p-Typ-Bereich auf einem konstanten Niveau. An der Stelle des Defekts ist ein Einbruch des Potentials zu erkennen, das allerdings bei etwas über 200 mV konstant verläuft. Daraus lässt sich schließen, dass die Bereiche eines Risses entgegen den offenen Punktdefekten weiterhin einen p-n-Übergang ausbilden, wobei mit hoher Wahrscheinlichkeit eine partielle Kompensation der oberflächennahen Schicht erfolgt ist. Gemäß Abbildung 3.13 führt eine daraus resultierende schlechtere Passivierung der Emitteroberfläche zwar zu einer Reduktion des Wirkungsgrades, stellt für die Herstellung von Solarzellen im Gegensatz zu den erstgenannten Punktdefekten allerdings kein grundsätzliches Hindernis dar, da die partielle Überkompensation bei Kontakt mit dem Emitterfinger nicht zu einem Kurzschluss mit der Basis führt.

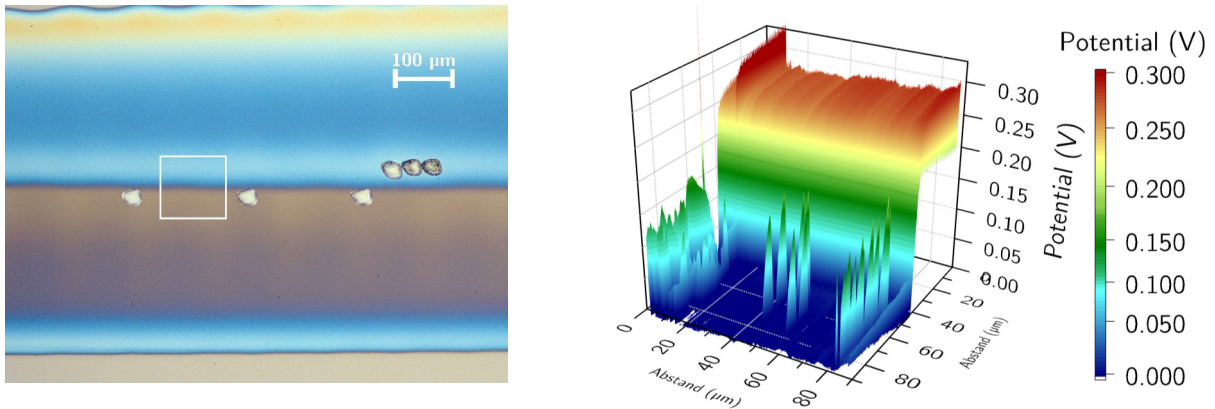


Abbildung 5.17: Links: Mikroskopaufnahme eines mit borhaltiger Tinte bedeckten, in POCl_3 -Atmosphäre diffundierten Wafers. Erkennbar ist die durch Diffusion von Partikeln in der flüssigen Tinte entstandene unterschiedliche Schichtdicke an borhaltiger Tinte zwischen dem oberen und unteren Bereich der Emittorstruktur. Rechts: Zum weißen Quadrat passender Ausschnitt einer KPFM-Messung, rot indiziert p-Typ, grün eine reduzierte p-Dotierung und blau steht für n-Typ-Silizium.

3/ Durch die besondere Eigenschaft des verwendeten Druckers, benachbarte Linien nicht gleichzeitig, sondern nacheinander zu drucken, tritt vor allem in den Anfangsbereichen und Endbereichen einer Emittorstruktur eine inhomogene Verteilung der getrockneten Tinte auf. Diese entsteht dadurch, dass Lösungsmittel aus der zuerst gedruckten Linie während des Verfahrens des Druckkopfes/Tisches und dem Drucken der darauffolgenden Linie entweichen kann. Dies deutet darauf hin, dass ein Konzentrationsgradient an Lösungsmittel zwischen den beiden aneinander liegenden Linien entsteht, der gemäß den Fick'schen Gesetzen einen Diffusionsstrom an Lösungsmittel in die zuerst gedruckte Linie und borhaltigen Partikeln in die frisch gedruckte Linie in der noch flüssigen Tinte auslöst. Beim Ausheizen der Wafer erscheint die zuerst gedruckte Linie dünner (braun), da sie durch die Diffusion Feststoffpartikel verloren hat. Die angrenzende Linie ist demzufolge dicker (hellblau bis gelb) und somit auch dicker als die über die Druckauflösung angepeilte Schichtdicke, da sie zusätzlich Partikel aufgenommen hat. Dieser Effekt kann sich über mehrere Linien, wie in Abbildung 5.17 ersichtlich, aufaddieren. Die dargestellte Emittorstruktur wird in diesem Fall von zwei benachbarten Düsen gedruckt, von denen eine die obere Hälfte der Linie und die andere die untere Hälfte durch minimales Verfahren des Druckkopfes senkrecht zur Struktur von oben nach unten druckt. Beim Drucken der Verbindungslinie der von den einzelnen Düsen gedruckten Felder findet der beschriebene Partikelaustausch statt. Bei der Analyse durch KPFM-Messungen zeigt sich, dass die Dichtigkeit des Bereichs reduzierter Schichtdicke nicht ausreicht, Phosphor effektiv von der Grenzfläche abzuhalten und sich die borhaltige Tinte lokal analog zu den Dichtigkeitsexperimenten aus Abschnitt 5.4.4 verhält. Die Argumentation für die Verwendbarkeit bei Solarzellen ist dabei identisch zum ersten Beispiel: um die kurzschließenden Bereiche auf der Solarzelle größtenteils zu vermeiden, bietet es sich an, entweder über den Rand hinaus zu drucken oder die Randbereiche der Solarzelle abzusägen.

Zusammenfassend lässt sich schließen, dass mit dem Mikroskop sichtbare lokale Defekte in der getrockneten Tintenschicht nicht zwangsläufig zu p-n-Übergängen an Oberflächen führen. Mikrorisse, die meist sternförmig angeordnet sind, ermöglichen es Phosphoratomen zwar einzudiffundieren und vorhandene Bordotierung partiell zu kompensieren, erzeugen jedoch keinen lokalen p-n-Übergang. An Stellen, bei denen die borhaltige Tinte zu dünn aufgetragen ist oder Löcher im Bereich $> 10 \mu\text{m}$ aufweist, ist eine erhebliche Eindiffusion von Phosphor zu erwarten.

6 Analyse und Vergleich der Solarzellen

Das sechste Kapitel basiert auf den Ergebnissen der Simulation und auf den Schlussfolgerungen aus Experimenten mit borhaltiger Tinte und entwickelt daraus die in dieser Arbeit entwickelten IBC-Solarzellenprozesse, einen Prozess auf Basis borhaltiger Tinten und einen Referenzprozess mit CVD-Schichten. Da in Abschnitt 3.3.1 herausgearbeitet wurde, dass ein Multi-Busbar-Konzept von Vorteil ist, liegt der Fokus zunächst auf der experimentellen Realisierung der Kontaktierung und Metallisierung der Solarzelle. Des Weiteren werden in diesem Kapitel jeweils Kennlinien von IBC-Solarzellen mit dem CVD- und Bortintenprozess mit Hilfe von Experimenten und Simulation analysiert, wobei besonderes Augenmerk auf oberflächennahe Defekte am Übergang zwischen den p- und n-dotierten Strukturen auf der Rückseite der IBC-Solarzelle gelegt wird.

6.1 Aufbau des Referenz- und Bortintenprozesses

Da für IBC-Solarzellen in der Arbeitsgruppe kein Solarzellenkonzept präsent war, wurde zunächst ein Referenzprozess mit amorphen bordotierten Siliziumoxinitriden entwickelt (CVD-Prozess), um die Funktionsweise und Stabilität der neu entwickelten Prozesse zu untersuchen. Ausgehend von diesem Prozess wurde - mit möglichst wenigen Anpassungen - ein Laborprozess für mit dem Tintenstrahldrucker aufgebrauchte Bortinten entwickelt.

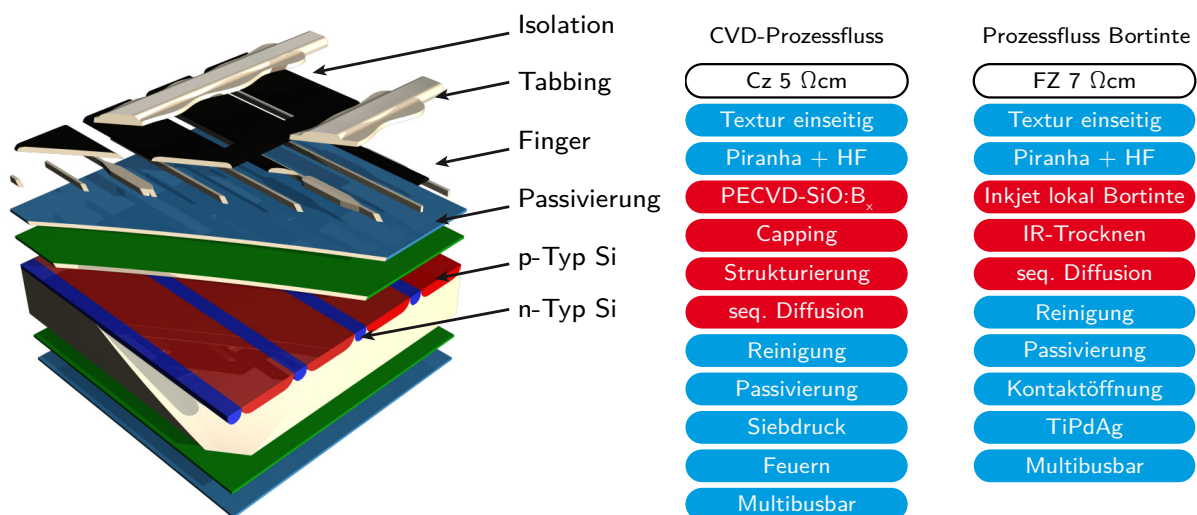


Abbildung 6.1: Links: Schematisch dargestellt ist eine aufgeschnittene Einheitszelle einer IBC-Solarzelle von der Rückseite her betrachtet mit Multi-Busbar-Verschaltung. Rechts: Prozessflussdiagramm des Referenz- (links) und Bortintenprozesses (rechts).

Die entstandenen Solarzellen entsprechen dabei dem schematischen Aufbau in Abbildung 6.1. Die dort mit der sonnenzugewandten Seite nach unten dargestellte Solarzelle ist auf der Vorder- und Rückseite entweder mit $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$ oder thermischem Oxid/ SiN_x passiviert und besitzt ein FSF von 110 – 150 Ω /sq. Die Basisohmigkeit im Referenzprozess beträgt

3 - 5 Ωcm auf Cz n-Typ Silizium, für den Bortintenprozess wird 5 - 7 Ωcm FZ n-Typ Silizium verwendet. FZ Silizium ist für den Bortintenprozess von Vorteil, da dieses aus Sicht der Lebensdauer stabiler gegenüber Prozessveränderungen ist und gleichzeitig eine homogen beschaffene Oberfläche bietet, die für konstante Bedingungen beim Aufbringen der borhaltigen Tinte sorgt. Die Rückseite ist mit abwechselnden n- und p-Bereichen dotiert, deren Abstand gleichpoliger Kontakte (*pitch*) $\sim 1700 \mu\text{m}$ entspricht. Dies ist gleichbedeutend mit einer Einheitszellenbreite von $W_{\text{zelle}} = 850 \mu\text{m}$. Auf der Rückseite ist die Metallisierung aufgebracht, die mittels Laserlithografie, Laserablation oder einem Feuerschritt den Kontakt zu Emitter und Basis herstellt. Über die Metallisierung wird mittels eines Siebdruckverfahrens der Lötstopplack aufgebracht und daraufhin senkrecht zu den Metallkontakten das Tapping aufgebracht und ausgehärtet.

Für beide Prozesse werden die Wafer zunächst einseitig nasschemisch alkalisch texturiert, wobei beim Bortintenprozess während der Textur eine Seite des Wafers durch ein Siliziumnitrid geschützt ist. Die Wafer im Referenzprozess werden erst nach der beidseitigen Textur mit Hilfe einer sauren Politur einseitig chemisch geglättet. Die Wafer werden darauffolgend mit einem Piranha-Prozess ($\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2/\text{HF}$) gereinigt.

Nach der Vorbehandlung werden Wafer im Referenzprozess mit einem ganzflächigen Boroxid ($\alpha\text{-SiO}_x\text{N}_y\text{:B}$) und einer lokalen Diffusionsbarriere aus Siliziumnitrid in einer Direktplasmaanlage beschichtet. Im nächsten Schritt werden die Wafer in einem kombinierten Diffusions-schritt, der sogenannten sequentiellen Kodiffusion, eingetrieben. Diese besteht aus zwei Schritten, dem Eintreiben von Bor in Stickstoffatmosphäre ($900 - 950^\circ\text{C}$) und darauffolgendem Eintreiben von Phosphor bei etwas niedrigeren Temperaturen ($800 - 850^\circ\text{C}$) durch Niederschlag von PSG auf den Wafer aus einer POCl_3 -Atmosphäre. Das auf dem Wafer aufgewachsene PSG und der lokal darunterliegende Stapel aus Boroxid und Siliziumnitrid wird in HF-Lösung (20 Vol.-%) abgenommen und die Wafer anschließend gereinigt (z.B. Piranha, RCA). Die Passivierung erfolgt über ein Dielektrikum (z.B.: SiN_x) oder einen Stapel aus Dielektrika (z.B.: $\text{SiN}_x/\text{SiO}_x$).

Durch zwei aufeinanderfolgende Siebdruckprozesse werden, anhand von vorher gesetzten Ausrichtmarkern, die Basis mit einer Ag-Paste und der Emitter mit einer AgAl-Paste bedruckt. Damit das Druckbild nach dem ersten Druck nicht verschmiert wird die Paste in einem Trockenofen verfestigt. Anschließend werden die Wafer mit Spitzentemperaturen im Bereich von 740°C bis 840°C gefeuert. Nach dem Feuern wird der Lötstopplack strukturiert mit einem Siebdruckschritt aufgebracht und bei Temperaturen zwischen $200 - 300^\circ\text{C}$ verdichtet. In einem finalen Prozess wird das Tapping vorgestreckt und unter Druck über das leitfähige Epoxidharz mit den Metallfingern verbunden.

Demgegenüber werden die Wafer im Bortintenprozess mit dem Tintenstrahldrucker lokal bedruckt und sofort nach dem Drucken mit einem Infrarotstrahler vorgetrocknet. Die Bor-glasbildung und das Eintreiben finden ebenfalls in einer sequentiellen Kodiffusion bei ähnlichen Temperaturen statt. Wie im Abschnitt 5.4.4 gezeigt ist, dient dabei die borhaltige Tinte in diesem Prozess selbst als Schutzschicht gegen Eindiffusion von Phosphor, muss aber auf

Grund der Bildung einer BRL nach Abnehmen des Borglases in HF-Lösung (5 Vol.-%) nachoxidiert werden (s. Abschnitt 5.4.5). Die Passivierung verläuft analog zum Referenzprozess. Auf Grund der planen Rückseite ist die Kontaktbildung über Siebdruckpasten nicht mit den geforderten Kontaktwiderständen ($< 10 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$) möglich, weshalb die Kontakte lokal geöffnet und danach mit Metall bedampft werden. Zum schadensfreien mikrometeregenauen Öffnen der Kontakte kann die Technologie der Laserlithografie, die im Rahmen der Masterarbeit von Lautenschläger [151] entwickelt wurde, verwendet werden. Alternativ lässt sich die Passivierschicht direkt mit einem Laser öffnen, wobei in diesem Prozess die Gefahr besteht, den Emitter zu schädigen bzw. den Kontaktwiderstand durch Oxidbildung während des Laserprozesses zu erhöhen [152]. Nach der Metallisierung wird die Verschaltung analog zum Referenzprozess durchgeführt.

6.2 Kontaktierung einer Multi-Busbar-IBC-Solarzelle

Die Grundidee bei der Kontaktierung der Solarzelle ist es, prinzipiell einen guten Metall-Halbleiter-Kontakt bei möglichst niedrigen Sättigungsströmen (beispielsweise durch eine kleine Kontaktfläche oder eine gute Abschirmung über Tunnelkontakte) und gleichzeitig möglichst geringem prozesstechnischen Aufwand auf der Solarzelle zu deponieren. Die etablierte Technologie ist dabei die Siebdrucktechnologie, bei der eine metallische Paste, meist auf Silber oder Aluminium basierend, mit Hilfe des Flutrakels auf einem Sieb verteilt und anschließend durch lokale Öffnungen im Sieb mit der Druckrakel gepresst wird. Das Sieb besteht meist aus Edelstahlröhren, die in eine Emulsion eingelassen sind. Für die Definition der Druckfläche wird diese photolithografisch geöffnet. Vorteile dieser Technik sind die direkte präzise Aufbringung und der hohe Durchsatz. Für einen niedrigen Kontaktwiderstand sorgt ein darauffolgender Feuerschritt, bei dem sich die metallische Paste mit Hilfe der sog. Fritte durch das Dielektrikum frisst und elektrischen Kontakt zum darunterliegenden Silizium eingeht. Für niedrige Kontaktwiderstände auf Boremittern wurde in den letzten Jahren Aluminium in die Silberpaste beigemischt, das während des Feuerschritts eher in die (111)-Oberflächen (die Flanken) der Pyramidentextur legiert [134] und somit für die Kontaktbildung von Vorteil ist. Daher ist die Kontaktierung auf texturierten Oberflächen mit diesen Pasten zu bevorzugen. Neueste Untersuchungen von Engelhardt *et al.* [153] zeigen allerdings, dass sich niedrige Kontaktwiderstände auch mit aktuell entwickelten Silberpasten ohne aluminiumhaltige Additive erreichen lassen.

Eine alternative Technologie ist die des Elektronenstrahlverdampfens, die auf Grund des Aufwands meist nur Anwendung bei Laborprozessen findet. Vorteile des Verfahrens sind, dass auch flache Oberflächen geeignet sind und kein Feuerschritt, sondern lediglich ein Prozessschritt bei erheblich niedrigeren Temperaturen zur Kontaktbildung benötigt wird. Allerdings müssen zunächst das Dielektrikum an der Kontaktfläche geöffnet, durch Strahlung während

des Verdampfens entstandener Schaden ausgeht und speziell bei IBC-Solarzellen die Polaritäten nachfolgend getrennt werden.

Im folgenden Abschnitt werden Möglichkeiten zur Metallisierung auf Basis von Siebdruckpasten und aufgedampften Kontakten analysiert und bewertet. Dazu gehören Versuche zur Laserablation und Ätzen mittels Ätzpasten zum Trennen einer ganzflächig aufgebracht Metallisierung, lokalem Aufdampfen einzelner Linien und der etablierten Siebdrucktechnologie.

6.2.1 Strukturierung der Rückkontakte

Versuche zur Strukturierung der Metallisierung auf der Rückseite einer IBC-Solarzelle basieren in dieser Arbeit einerseits darauf, Kontakte mit dem Elektronenstrahlverdampfer ganzflächig aufzubringen und die beiden Polaritäten in einem weiteren Schritt zu trennen. Andererseits kann die Strukturierung durch Abschattung mit Siliziummasken, und in einer Weiterentwicklung mit dünnen, fein strukturierten Metallmasken, direkt während des Aufdampfprozesses erfolgen.

Ganzflächiges Aufdampfen und anschließende Strukturierung von flächigem Metall, das beide Polaritäten kontaktieren kann, hat den großen Vorteil, dass kein spezielles Ausrichtverfahren während des Verdampfungsprozesses nötig ist. Zur Erzeugung voneinander isolierter Metallbereiche wird zunächst der Ansatz der Strukturierung des Metalls durch einen Laserprozess untersucht. Um thermisches Schmelzen weitestgehend zu unterdrücken, wurde ein Picosekundenlaser eingesetzt. Als Metalle, die beide Polaritäten kontaktieren können, sind dabei Aluminium oder Stapel aus Titan, Palladium und Silber zu nennen.

Es zeigt sich, dass sich für die verfügbaren Laserparameter (355, 532 und 1064 nm) Aluminium besser als der TiPdAg-Stapel ablatieren lässt, wobei kurze Wellenlängen tendenziell besser geeignet sind. Schichtdicken von 600 nm Aluminium können nicht mehr getrennt werden. Bei Dicken von 300 nm wurden Kontaktflächen auf einem nicht leitfähigen Glassubstrat getrennt. Der Widerstand zwischen beiden Metallflächen beträgt mehr als $2 \cdot 10^8 \Omega/\text{mm}^2$ (Messgrenze des Geräts), die Strukturierung erfolgt in diesem Fall reproduzierbar und stabil.

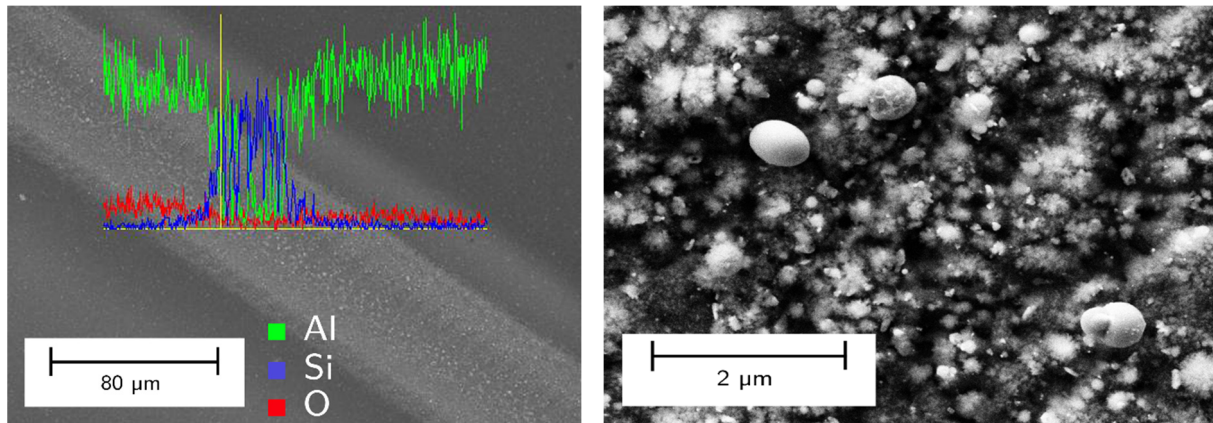


Abbildung 6.2: Links: REM-Aufnahme eines mit dem Picosekundenlaser ablatierten Metalls (hier: Al). Die Aufnahme ist überlagert mit einem EDX (*energy dispersive X-ray*)-Linienscan, der die Konzentrationsverhältnisse von Al (grün) zu Si (blau) und O (rot) im Querschnitt zum Grabenverlauf widerspiegelt. Rechts: REM-Aufnahme (SE-Detektor) der oxidierten Oberfläche nach Bestrahlung durch den Picosekundenlaser.

Für die Trennung scheinen zwei Prozesse verantwortlich zu sein: ein Teil des Metalls wird ablatiert und aus dem Laserkrater geschleudert, während der andere Teil der Partikel sich durch Rekristallisation und unter Bildung einer Oxidschicht wieder im Krater niederschlägt. Durch die Oxidschicht wird eine weitere Leitfähigkeit zwischen ggf. aneinander liegenden Kügelchen zusätzlich unterbunden. Die direkte Ablation lässt sich über einen EDX-Scan einer getrennten Linie (vgl. Abbildung 6.2 links, grüne Linie) zeigen, während die Aluminiumoxidkügelchen im geöffneten Bereich über den SE-Detektor (Materialkontrast) und korrespondierende EDX-Messungen (K_{α} -Linien) nachgewiesen werden (Abbildung 6.2 rechts).

Mit Hilfe von Gleichung (3.6) kann berechnet werden, dass mit dem Laser trennbare Metallschichten von maximal 600 nm Dicke (Al) bzw. 300 nm (TiPdAg) bei BSF- bzw. Emitterbreiten von ca. 400 μm bereits bei 1,1 cm (bzw. 0,55 cm) Länge einen Serienwiderstandsbeitrag von $0,2 \Omega\text{cm}^2$ erreichen. Dies bedeutet, dass für eine ausreichende Kontaktierung mindestens alle 1,1 (Ag) bzw. 0,55 cm (Al) ein Busbarpaar auf die Rückseite der Solarzelle angebracht werden muss.

Die Strukturierung von Metallen mittels Ätzpasten (sog. Mordants), die mit dem Siebdruckverfahren auf die metallisierte Fläche aufgebracht und anschließend erhitzt („aktiviert“) werden, lässt sich ausschließlich an Aluminium untersuchen, da Palladium und Silber positives Normpotential in der elektrochemischen Spannungsreihe besitzen und somit zu edel sind.

Um Aluminium zu ätzen, wurden Pasten auf Basis von Phosphorsäure und Kaliumhydroxid bei Schichtdicken zwischen 0,5 μm und 2 μm und Linienbreiten von 50 μm bis 2 mm untersucht. Dies führt zu einem durchschnittlichen Nassfilmauftrag von $67 \mu\text{g}/\text{mm}^2$, was wiederum nach dem Trocknen im Temperaturbereich zwischen 100 – 400°C einem durchschnittlichen Trockenfilmauftrag von $40 \mu\text{g}/\text{mm}^2$ entspricht. Bei allen Experimenten zeigt sich, dass Schichtdicken größer als 0,5 μm nicht zuverlässig geöffnet werden können, wobei die Wahrscheinlichkeit, dass die Linien elektrisch voneinander getrennt sind, mit höherer Linienbreite der gedruckten Finger zunimmt. Dünne Linien werden demnach im Gegensatz zu breiteren

Linien unzureichender getrennt. Einerseits liegt dies am Aspektverhältnis, d.h. der Steigung der Ätzpastenschicht an den Kanten des Fingers, die am Rand der Linie zu weniger Pastenvolumen führt und somit die vollständige Ätzwirkung nur in der Mitte der Linie auftritt. Andererseits wird das Gitter des Siebs in der Linienstruktur auf den gedruckten Pastenfinger abgebildet und die dadurch entstehende Welligkeit der Oberfläche erzeugt lokale Schwankungen des Pastenvolumens. Da das Pastenreservoir an aktivem Ätzmaterial eine erschöpfliche Quelle ist, ist die Ätztiefe gegenüber höheren Pastenvolumina reduziert.

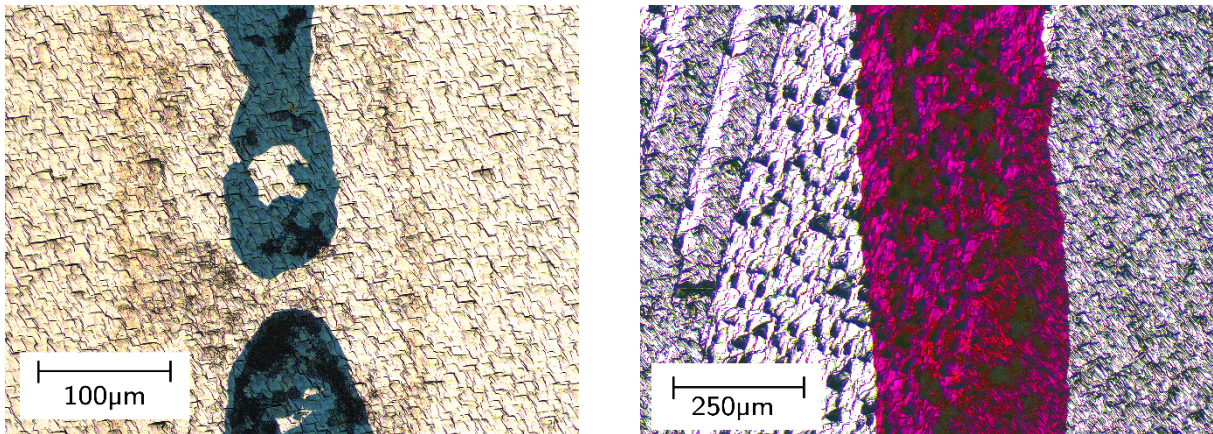


Abbildung 6.3: Links: Lokale Kurzschlüsse durch unzureichendes Ätzverhalten (blau ist Siliziumnitrid, hell Aluminium). Rechts: Optimal geöffneter Finger (lila ist Siliziumnitrid, hell Aluminium).

Die Pasten auf Basis von Kaliumhydroxid führen gegenüber den phosphorsäurebasierten Pasten zu blasenförmigem Abtrag, dem sogenannten Ausbluten. Ursache ist das Auslaufen der Paste nach dem Drucken und ein aggressiveres Ätzverhalten von KOH mit Aluminium. Dieses erhöht zwar einerseits die Ätzwirkung, senkt jedoch, wie in Abbildung 6.3 (links) ersichtlich, die Verlässlichkeit und Strukturfestigkeit beim Trennen der Metallfläche selbst bei hohen Linienbreiten.

Weitere Möglichkeiten der Metallisierung sind das Aufdampfen von Metall mit Hilfe strukturierter Masken, bei der ein Unterdampfen der Maske zu Kurzschlüssen führen kann, und dem Aufbringen per Siebdruck, das insbesondere bei aluminiumhaltigen Pasten während des Feuerprozesses zur Ausbildung von Aluminiumkristalliten führt, die die RLZ stören oder kurzschließen können.

Beim Aufdampfen ist zwar durch die auf wenige Mikrometer genaue Lasermaske ausreichende Genauigkeit beim Platzieren der Metallfinger auf die richtige Polarität gegeben, jedoch ist insbesondere Silber dafür bekannt, dass sich ein Bruchteil der aufgedampften Atome in den schmalen Zwischenräumen zwischen dem Substrat und der von Neodym-Eisen-Bor-Magneten an das Substrat gehefteten magnetischen Maske anlagern kann. Gleichzeitig führt die beim Elektronenstrahlverdampfen inhärent erzeugte Wärme bei leicht unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und der Maske u.U. zu einem Verstrecken der Maskenstruktur und zu einem Abnehmen der Magnetisierung der Magnete. Dies kann wiederum über Mikroporen (*pinholes*) im Dielektrikum oder direkt in Anwesenheit weiterer Kontaktflächen zu Kurzschlüssen führen. Da die Strukturgrößen auf der Solarzelle im Bereich einiger hundert

Mikrometer liegen und das ungewollte Unterdampfen in keiner der Untersuchungen eine laterale Ausdehnung von mehr als 50 μm gezeigt hat, ist bei geeigneter Wahl des Sicherheitsabstandes zur anderen Polarität für die Solarzelle kein Kurzschluss zu erwarten. Das Unterdampfen ist in Abbildung 6.9 (rechts) im nicht isolierten Bereich als leicht metallischer Schein auf dem blauen Siliziumnitrid zu erkennen.

6.2.2 Erweitertes Verschaltungskonzept

Um die gemäß Abschnitt 3.3.1 auftretenden Wirkungsgradverluste bei Solarzellen mit randseitigen Busbars zu vermeiden, ist es unabdinglich auf diese zu verzichten und den Stromtransport zwischen den Fingern möglichst ohne Kontaktbereich zum Silizium der Solarzelle zu realisieren. Dazu werden zwei Ansätze verfolgt: Die aufgebrauchten Finger können einerseits mit gezielten Unterbrechungen versehen werden und ein dazu senkrecht aufgebrauchter Busbar als Verbindung zwischen den anderen Fingern gleicher Polarität dienen. Damit Bereiche anderer Polarität, die der Busbar überdeckt, nicht kurzgeschlossen werden, kann u.U. eine dielektrische Schicht oder einen Schichtstapel als Barriere verwendet werden. Andererseits können die Finger beider Polaritäten durchgehend aufgebracht und mit einem Lötstopplack so strukturiert werden, dass die jeweilig andere Polarität durch eine Isolationsschicht geschützt ist.

Als Anforderung für die als Isolationsschicht wirkende Passivierung für das vom Prozessaufwand simpler zu erreichende erstgenannte Konzept finden sich in der Literatur Leckstromdichten kleiner 10^{-6} A/cm^2 bei einer Vorspannung von 0,7 V [74]. Gegenstand der Untersuchung sind dabei MIS-Strukturen (*metal insulator semiconductor*) mit verschiedenen präparierten Passivierschichten, bei denen der Stromfluss zwischen der metallisierten Seite und dem Wafer durch die Isolationsschicht gemessen wird.

In einem ersten Schritt werden dabei $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$ -Stapel untersucht. Die Abscheidung der Al_2O_3 -Schicht erfolgt mittels ALD, die der SiN_x -Schicht mittels PECVD. Als Metallisierung wird auf einer Fläche von 25 cm^2 eine kommerziell erhältliche Aluminiumpaste verwendet, beim Feuern wird ein Standardprofil mit ca. 800°C Spitztemperatur auf der Oberfläche des Wafers verwendet. Um zu verhindern, dass ggf. einlegiertes Aluminium ein p-n-Übergang im Substrat aufbaut, wird in diesem Experiment p-Typ Cz-Silizium als Substrat mit einer industriell sauer polierten und anschließend chemisch gereinigten Oberfläche (Piranha) verwendet.

Parasitäres Kurzschließen durch einen $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$ -Stapel kann u.a. durch Blistern, einem lokalen Ablösen des Stapels infolge einer Desorption von Wasserstoff aus der Al_2O_3 -Schicht während des Feuerns [154], hervorgerufen werden. In der Literatur konnte gezeigt werden, dass Blistern durch geringere Al_2O_3 -Dicken oder höhere Al_2O_3 -Abscheidetemperaturen verringert werden kann [154; 155]. Daher werden zunächst die Beschichtungsparameter der Al_2O_3 -Schicht bei konstanter SiN_x -Schichtdicke (118 nm) variiert.

Abbildung 6.4 (links) zeigt die Leckstromdichte in Abhängigkeit der Al_2O_3 -Dicke und Abscheidetemperatur (Set) bei einer Spannung von $\pm 0,7$ V. Der Abbildung lässt sich einerseits entnehmen, dass die Stromdichten bei allen Proben im Bereich von 10^{-3} A/cm² liegen, andererseits keine systematische Abhängigkeit von den verwendeten Beschichtungsparametern erkennbar ist und die dielektrischen Schichten daher mit den verwendeten Pasten als Isolationsbarriere ungeeignet sind.

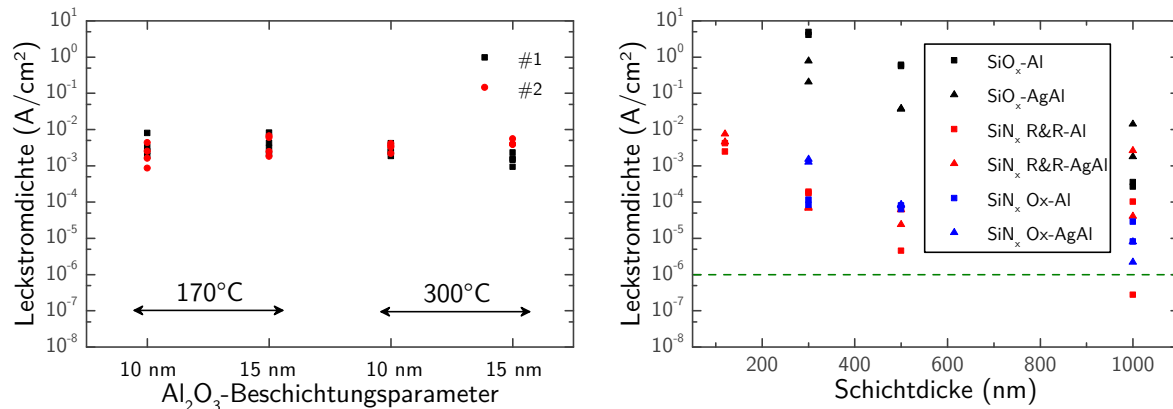


Abbildung 6.4: Links: Leckstromdichten bei 0,7 V der MIS-Strukturen in Abhängigkeit verschiedener Al_2O_3 -Schichten. Rechts: Leckstromdichten bei 0,7 V der MIS-Strukturen in Abhängigkeit verschiedener Passivierschichten und Metallisierungspasten.

Da Blistern in der Literatur bereits bekannt ist, wird mittels Thermografie in einem weiteren Schritt die laterale Homogenität der Kurzschlüsse bestimmt. Leckströme durch Kurzschlüsse dienen dabei als ohmscher Widerstand und erwärmen sich in Abhängigkeit des Stromflusses. Die erzeugte Temperaturerhöhung wird über eine infrarotsensitive Kamera ortsaufgelöst sichtbar. Abbildung 6.5 zeigt Thermografie-Aufnahmen von 2×2 cm²-Proben in Abhängigkeit der Al_2O_3 -Beschichtungsparameter. An den unregelmäßig verteilten hellen Bereichen kann vermutet werden, dass tendenziell die höheren Abscheidetemperaturen in der Summe weniger Kurzschlüsse erzeugen, der Einfluss auf die gesamte Leckstromdichte aber gemäß den Messungen nicht ausschlaggebend sein kann.

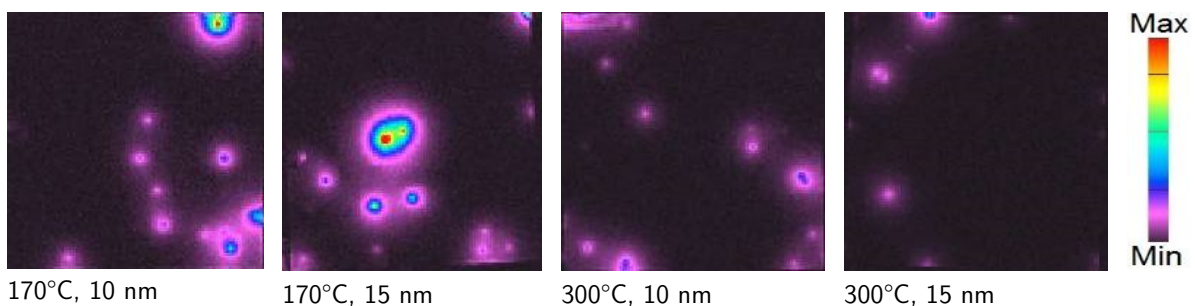


Abbildung 6.5: Thermografie-Aufnahmen verschiedener Al_2O_3 -Abscheideparameter. Die hellen Bereiche sind ein Indiz für lokale Kurzschlüsse, die auf Grund des Blisterverhaltens von Al_2O_3 oder Mikroporen in SiN_x -Schichten auftreten können.

Nach diesen Messungen wird die Aluminium-Paste in einer HCl-Lösung abgeätzt und die Oberfläche mit einem Lichtmikroskop untersucht. Es zeigt sich, dass das Blisterverhalten

gemäß [155] bei den hohen Abscheidetemperaturen tatsächlich geringer ist, die dominierenden stromführenden Kanäle, die zu den ähnlich hohen Leckströmen führen, können dabei durch Mikroporen (*pinholes*) im Siliziumnitrid entstehen, die ein Durchdringen der Paste erleichtern. Basierend auf diesen Ergebnissen werden daher von der Prozessfolge identische Experimente mit SiN_x -Einzelschichten unterschiedlicher Dicke und zusätzlich einer AgAl-Paste durchgeführt. Thermographie-Messungen dienen wiederum zur Lokalisierung und Identifikation der lateralen Verteilung der kurzgeschlossenen Bereiche und der Verifikation der Leckstrom-Messungen. Schichtdicken werden ellipsometrisch bestimmt.

Abbildung 6.4 (rechts) zeigt die Leckstromdichten von SiN_x - bzw. SiO_x -Einzelschichten verschiedener Dicken (abgeschieden in einer Roth&Rau Indirektplasma SiNA-Anlage und einer Oxford Instruments Direktplasma-Anlage) für sowohl Al- als auch Ag/Al-Paste als Metallisierung. Die gestrichelte Linie markiert die von Reichel *et al.* [74] bestimmte Obergrenze der Leckstromdichte, unter welcher die Kurzschlüsse nahezu keinen Einfluss auf den Füllfaktor von Rückkontaktsolarzellen haben. Die Leckstromdichte nimmt mit zunehmender Schichtdicke ab, liegt bei 1 μm jedoch nicht zielsicher unter der geforderten Stromdichte. Die Abnahme der Leckstromdichte korreliert mit der Abnahme der in der Thermografie sichtbaren Kurzschlüsse. Abbildung 6.6 zeigt eine Thermographie-Aufnahme einer MIS-Struktur mit einer 120 nm SiN_x -Schicht links und einer 1000 nm SiN_x -Schicht rechts bei einer Spannung von 0,7 V. Da die beiden unterschiedlichen Metallpasten und SiN_x - und SiO_x -Schichten mit der PECVD (Direktplasma-Anlage von Oxford Instruments) jeweils ähnliches Leckstromverhalten zeigen, wird daraus geschlossen, dass die verwendeten Pasten einen zu hohen Anteil an Glasfritte beinhalten und diese in Zusammenspiel mit den Mikroporen (*pinholes*) im Siliziumnitrid und Siliziumoxid der dominierende Kanal für den parasitären Stromfluss ist. Ursachen sind in der gegenüber Reichel *et al.* [74] höheren Oberflächenrauheit der Substrate oder Mikropartikeln in der Raumluft, der die Substrate beim Beladen der Anlagen ausgesetzt sind, zu suchen.

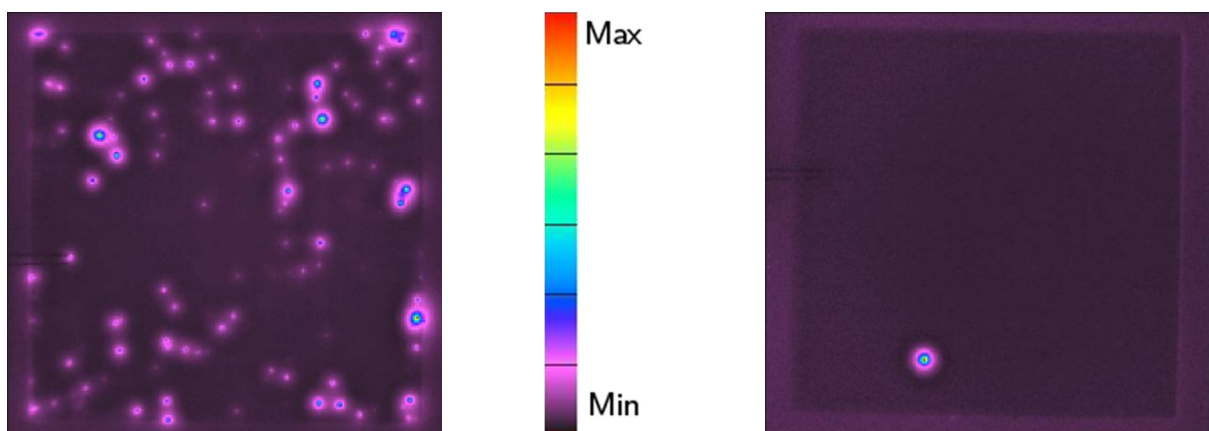


Abbildung 6.6: Verteilung von Mikroporen auf 120 nm SiN_x links und 1000 nm SiN_x rechts, visualisiert durch eine Thermografie-Aufnahme einer MIS-Struktur.

Zusammenfassend lässt sich schließen, dass die Verwendung der vorgestellten Passivierschichten zu einer zufällig verteilten Bildung von Mikroporen im Siliziumoxid und Siliziumnitrid ggf. in Kombination mit Al_2O_3 -Schichten führt. Bei der Metallisierung mit den verwendeten Pasten hat dies lokale Kurzschlüsse zur Folge und bietet somit keinen ausreichenden und zuverlässigen Isolationsschutz für den Fall, dass stromführende Finger einen Bereich gegenläufiger Polarität überbrücken.

Aus dieser Untersuchung resultieren drei Konsequenzen:

- Metallisierte Bereiche sollten nur Bereiche gleicher Polarität überdecken
- Für Brücken einer Metallisierung über einen Bereich anderer Polarität muss bei den gegebenen Passivierschichten eine zuverlässig isolierende Zwischenschicht verwendet werden
- Da ungeklärt ist, welchen Anteil die Fritte in den Pasten an der Kontaktierung durch die Mikroporen hat, wäre es mit speziellen fritten-freien Pasten ggf. möglich, die Kurzschlussbildung zu reduzieren. Die Entwicklung derartiger Pasten erfährt momentan viel Aufmerksamkeit, da sie für den PERC-Prozess von Vorteil ist.

Mögliche Lösungen zu dieser Problematik sind die Verwendung einer zusätzlich per Siebdruckverfahren aufgetragenen Isolationsschicht oder mit einem Tintenstrahldrucker aufgetragenen Polymerschichten [156]. Simulationen von Hendrichs *et al.* [157] zeigen, dass diese Lösung – im Vergleich zu unterbrochenen Busbars oder gelöteten Drahtkontakten (s. [158]) – zu den geringsten Wirkungsgradverlusten führt.

In dieser Arbeit wird der Ansatz über einen per Siebdruck aufgetragenen kommerziell erhältlichen Lötstopplack (Peters SD 2444 NB-M) verfolgt (vgl. Abbildung 6.7). Die Leckstromdichte an MIS-Strukturen liefert reproduzierbar niedrige Ströme im Bereich von $< 10^{-8}$ A/cm². Auf der Solarzelle wird der Lack so auf eine Polarität aufgebracht, dass ein Tabbing senkrecht zu den Fingern je nur eine Polarität kontaktiert. Die beiden Isolationfelder sind dabei miteinander verbunden, um zu unterbinden, dass der den Finger und das Tabbing verbindende Leitkleber nicht beide Polaritäten kurzschließen kann. Gemäß den Ergebnissen zur Berechnung der Fingerwiderstände in Abschnitt 3.3.2 erhält eine Einheitszelle von 2,4 cm Breite jeweils ein Busbarpaar. Dass Leitkleber im Allgemeinen nicht zwangsläufig höhere Kontaktwiderstände als klassisches Verlöten liefern und damit prinzipiell für die Verschaltung einsetzbar sind, wurde bereits von Halm *et al.* [159] an einem IBC-Solarzellenkonzept (Zebra) gezeigt. Da die Solarzellen mit diesem Konzept ausschließlich im verschalteten Zustand gemessen werden können, sollte beim Vergleich zu anderen IBC Solarzellenkonzepten berücksichtigt werden, dass Serienwiderstandsverluste durch die Verschaltung typischerweise zu einer Reduktion im Füllfaktor zwischen 3 – 5%abs. führen [159].

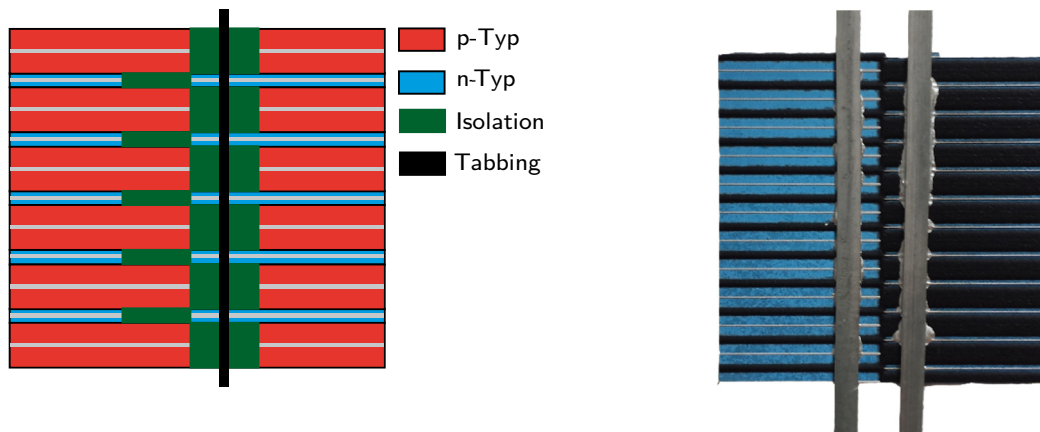


Abbildung 6.7: Links: Schematisch dargestellt ist die Einheitszelle der mehrstufigen busbarfreien Verschaltung einer IBC-Solarzelle. Die Kontaktfinger auf der Basis und dem Emitter sind jeweils durch eine Isolationsschicht getrennt und das Tabbing verschaltet jeweils alle Emitter und Basisbereiche miteinander. Rechts: reales Beispiel einer hergestellten IBC-Solarzelle mit verbreiterten Kontaktflächen (Schiffchen) unter dem Tabbing für zuverlässigere Kontaktbildung.

Für eine optimale Kontaktbildung muss der aufgebrachte Lötstopplack zunächst getrocknet und verdichtet werden bevor die vorgereckten und aufgerauten Tabblings unter Druck mit dem Silberleitkleber (SB 1227 frozen) und den Fingern der Solarzelle bei Temperaturen von ungefähr 150°C ausgehärtet werden.

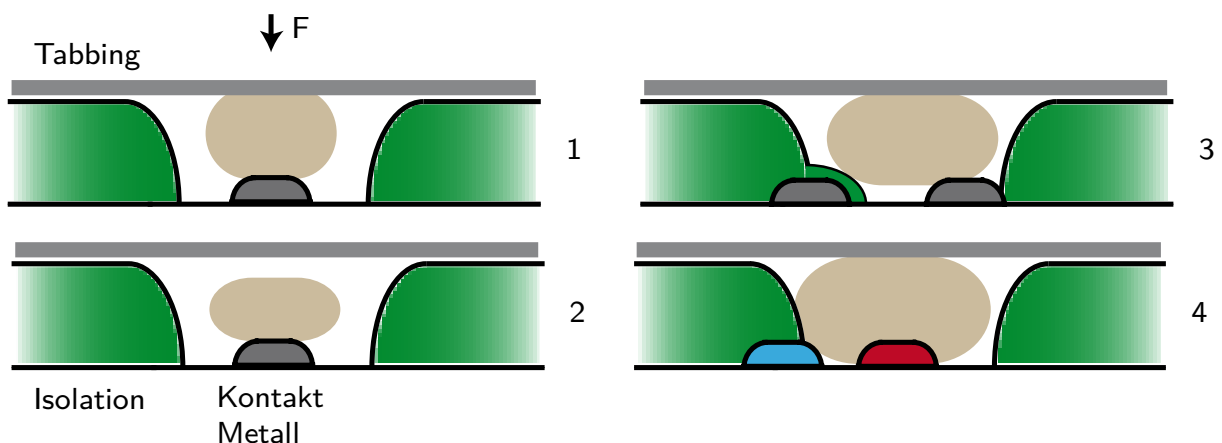


Abbildung 6.8: 1: vollständige Verschaltung zwischen Tabbing (hellgrau) und Metallfinger (dunkelgrau). 2: unvollständige Kontaktbildung zwischen Tabbing und Metallfinger. 3: Gefahr der Überdeckung durch die Isolationsschicht bei einem Doppelfingersystem. 4: Kurzschluss bei Kontakt beider Polaritäten bei einem Doppelfingersystem.

Referenzmessungen an TLM-Strukturen (nach [160]) ohne aufgedruckte Polymerschablone haben gezeigt, dass der spezifische Kontaktwiderstand zwischen Tabbing und Finger im Rahmen der Messgenauigkeit konstant bleibt. Bei der Verschaltung mit Isolation können allerdings gemäß Abbildung 6.8 folgende Szenarien auftreten:

- (1) Finger und Tabbing sind vollständig mit dem Leitkleber benetzt. Ist die Schichtdicke des Leitklebers zu hoch ist, weil sie nicht genug angepresst ist, erhöht sich der Widerstand

- (2) Der Anpressdruck beim Aushärten ist nicht homogen verteilt und führt zu einem mangelhaften Kontakt, vgl. Abbildung 6.9 (links)
- (3) Bei Doppelfingersystemen am Emitter kann, durch die Randlage der Finger auf dem Emitter bedingt, ein Finger durch die begrenzte Ausrichtgenauigkeit am Siebdrucker abgedeckt werden
- (4) Risse oder Löcher, entstanden durch mangelhaftes Anheftverhalten des Isolationslackes im Druckprozess, können insbesondere bei Doppelfingersystemen zu Kurzschlüssen führen, da der Emitterdoppelfinger potentiell am Rand des Emitters liegt, s. Abbildung 6.9 (rechts)

Insbesondere können die Beispiele (1) - (3) dazu führen, dass einzelne Emitter- oder Basisfinger nicht oder nur schlecht mit dem Busbar kontaktiert werden. Der Einfluss auf die j_V -Kennlinie hängt dabei davon ab, um welche Polarität es sich handelt. Nach Padilla *et al.* [161] führen einzelne schlecht kontaktierte Bereiche auf beiden Polaritäten zu einem Verlust im Füllfaktor, wobei der Verlust bei hohem Kontaktwiderstand am Emitterfinger größer ist. Dies liegt daran, dass die Majoritäten statt zu einem hochohmigen BSF-Kontakt mit relativ geringem zusätzlichen Widerstand über das FSF zum nächsten BSF-Kontakt wandern können, und somit ein n-Kontakt mit hohem Kontaktwiderstand eher ausgeglichen werden kann. Dies gilt auch für den Fall, wenn der Kontakt an einem BSF-Finger komplett unterbrochen ist. Im Gegensatz dazu erfahren die Majoritäten im Emitter bei einem hochohmigen Kontakt einen höheren Widerstand, was sich zunächst im Füllfaktor niederschlägt. Bei einem nicht kontaktierten Emitterfinger wiederum können die Minoritäten über den demnach kontaktfreien Emitter nicht effektiv eingesammelt werden. Da die Diffusion zum nächsten Emitter i.A. in der Größenordnung der Diffusionslänge liegt, rekombinieren die Minoritäten unterwegs und senken so j_{sc} (im Beispiel von Padilla *et al.* [161] führt ein fehlender Emitterkontakt einer IBC-Solarzelle zu einer Reduktion von j_{sc} um 10%). Da die in dieser Arbeit verwendete Verschaltung über den leitfähigen Kleber ein manueller Prozess ist, unterliegt er erhöhten prozessbedingten Schwankungen, die gemäß Abbildung 6.9 (links) zu ebensolchen Fingerunterbrechungen führen können. Über EL-Messungen in Durchlassrichtung kann relativ leicht identifiziert werden, welche Finger unzureichend oder nicht kontaktiert sind. Durch erneute Kontaktierung und Überprüfung kann im Regelfall gewährleistet werden, dass alle Finger kontaktiert sind (blaue Linie). Zu beachten ist, dass die Reduktion der Kurzschlussstromdichte der Solarzelle bei einer nicht kontaktierten Linie von der Gesamtzahl der Linienpaare abhängt, d.h. bei einer großen Anzahl an Linienpaaren wesentlich weniger ins Gewicht fällt (die Stromdichte ist abhängig von der Gesamtfläche).

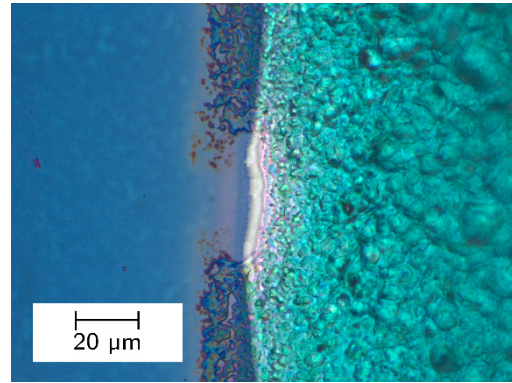
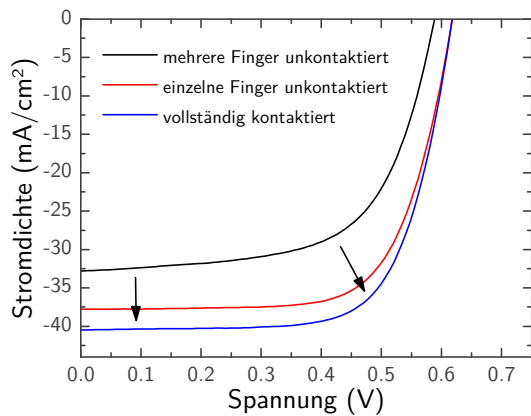


Abbildung 6.9: Links: jV-Kennlinie einer IBC-Solarzelle mit einem oder mehreren fehlerhaften Kontakten im Vergleich zur vollständigen Kontaktierung. Rechts: Lückenhaft aufgebrachtener Polymerlack kann zu einem direkten Kurzschluss auf der Solarzelle führen.

Vollständigkeitshalber sei erwähnt, dass eine generell schlechte Kontaktierung der Emitter und Basisfinger ausschließlich zu einer Reduktion im FF führt [161].

Zusammenfassend ist in diesem Abschnitt zunächst untersucht, wie verlässlich Dielektrika als Barriere zwischen Silizium und Metallbusbar sind und daraus motiviert, warum es in dieser Arbeit notwendig ist, eine zusätzliche Zwischenschicht aus Polymeren aufzubringen. Anschließend werden die Verschaltung über einen leitfähigen Kleber vorgestellt und prozessbedingte Schwankungen analysiert und diskutiert.

6.3 jV-Kennlinien-Analyse

In den folgenden Abschnitten werden die Messapparaturen für IBC-Solarzellen vorgestellt und die jV-Kennlinien beider Prozesse charakterisiert. Bei der jV-Analyse werden systematisch wirkungsgradlimitierende Effekte anhand von Simulationen und Experimenten voneinander separiert und die Wirkung defektreicher oberflächennaher p-n-Übergänge auf die Kennlinie im Detail untersucht.

6.3.1 Messtisch

Da die mit dem Multibusbarkonzept verschalteten Solarzellen in keinem der für konventionelle Solarzellen ausgelegten Charakterisierungsgeräte gemessen werden können, wurde ein Messtisch für die Vermessung von IBC-Solarzellen mit Multi-Busbar-Verschaltung für Zellgrößen zwischen $20 \times 20 \text{ mm}^2$ und $156 \times 156 \text{ mm}^2$ eingesetzt.

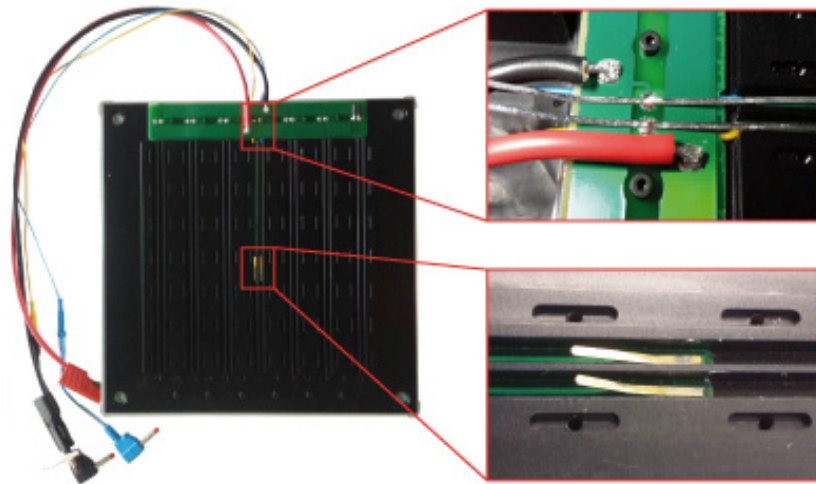


Abbildung 6.10: Austauschbarer Messtisch für IBC-Solarzellen mit Multibusbarkonzept. Die Tabblings werden in dafür vorgesehene Rillen versenkt, wobei ein Rillenpaar gebogene Kontakte zur Spannungsmessung (rechts unten) besitzt. Der Stromabgriff erfolgt randseitig durch auf einer Platine verlötete Tabblings (rechts oben). Die Mechanik zum Ansaugen ist modular gestaltet, so dass Solarzellen verschiedener Größen gemessen werden können.

Er besitzt eine schwarz eloxierte Aluminiumplatte hoher thermischer Masse, auf der die Solarzelle liegt. Der Messtisch ist so konstruiert, dass er in verschiedenen an der Universität Konstanz vorhandenen Messapparaturen für Elektro- und Photolumineszenz, spektrale Empfindlichkeit (*spectral response*, SR) und jV -Kennlinien verwendet werden kann.

Die aufgelöteten Metallbusbars (Tabblings) können in den Versenkungen verlaufen, so dass die IBC-Solarzelle einen guten thermischen Kontakt zum Messtisch hat und eine optimale Temperaturkontrolle der Solarzelle möglich ist. Der Unterdruck zum Ansaugen der IBC-Solarzelle erfolgt über die kürzeren Schlitze. Um ein Ansaugen verschieden großer Proben zu ermöglichen, kann jedes Modul zum Ansaugen zwischen den Versenkungen für die Tabblings separat zugeschaltet werden. Die Spannungsmessung erfolgt im mittleren Rillenpaar des Messtisches, indem gebogene Messingstifte von unten gegen die angesaugte Solarzelle drücken und damit die Busbars kontaktieren. Die Strommessung oder Versorgung erfolgt über randseitiges Verlöten der Tabblings mit einer auswechselbaren Platine.

6.3.2 Vergleich der Kennlinien

In diesem Abschnitt wird exemplarisch je eine charakteristische jV -Kennlinie des Bor- und Referenzprozesses vorgestellt (vgl. Abbildung 6.1), deren charakteristische Kenngrößen in Tabelle 6 abgebildet sind. Durch den Vergleich und die Hinzunahme weiterer Analysemethoden wird anhand von Simulationen verdeutlicht, welche Verlustkanäle in der Solarzelle existieren, wo sie ihren Ursprung haben und wie sie die Form der Kennlinie ändern.

Tabelle 6: Vergleich der Kenndaten von IBC-Solarzellen aus borhaltigen Tinten und aus dem Referenzprozess.

Größe Einheit	η %	V_{oc} mV	iV_{oc} mV	j_{sc} mA/cm ²	FF %	R_{shunt} k Ω cm ²
Borhaltige Tinte	15,1	618	678	34,73	71,64	14,2
Referenz	17,5	616	650	40,44	69,66	1,5

Um Fehlinterpretationen zu vermeiden, kann bei den IBC-Solarzellen vor der Verschaltung die Dunkelkennlinie jeder Einheitszelle gemessen werden. Sind die Dunkelkennlinien der Einheitszellen deckungsgleich, kann ausgeschlossen werden, dass sich die Kennlinie bei der Verschaltung aller Linienpaare auf Grund einer defekten Einheitszelle maßgeblich verändert. Sind die Dunkelkennlinien nicht deckungsgleich, können zudem Bereiche mit vergleichbarer Stromspannungscharakteristik (z.B. ohne Kurzschlüsse auf Grund von Partikeln, die die vollständige Ausbildung des Emitters behindern) auf der großflächig hergestellten Solarzelle ausgemacht und über einen Sägeprozess isoliert werden. Damit kann ausgeschlossen werden, dass bei der Analyse der daraus entstandenen Solarzelle Einflüsse, die auf Grund der Parallelschaltung entstehen könnten, in der jV -Kennlinie zu sehen sind (s. Abbildung 6.11 links). Die Dunkelkennlinien sind dabei vor der Verschaltung mit dem leitfähigen Kleber direkt auf dem TiPdAg-Finger oder dem Siebdruckfinger gemessen. Auffällig ist, dass die Form der Kennlinie im Referenz- und Bortintensolarzellenkonzept bereits einen höheren Krümmungsradius als in der jeweiligen Referenzsimulation aufweist, der auch in der Hellkennlinie beider Konzepte zu finden ist. Meist wird bei Solarzellen in diesem Fall ein erhöhter Serienwiderstand als Ursache angenommen [162], im Folgenden wird allerdings gezeigt, dass dies nicht die einzige Ursache für die gemessene jV -Charakteristik sein muss. Zunächst sollen daher Beiträge aus dem Serienwiderstand diskutiert werden, bevor andere, die Solarzelle limitierende Faktoren analysiert und schließlich Störungen der Raumladungszone als weitere Möglichkeit der Änderung der Krümmung der Kennlinie vorgestellt werden.

Die Beiträge zum Serienwiderstand gliedern sich wie folgt:

1/ Serienwiderstand durch die Verschaltung (Kontaktwiderstand am leitfähigen Kleber, Fingerwiderstand des Tabblings):

Die Hell- und Dunkelkennlinien zeigen zwar beide ähnliches Krümmungsverhalten, die Quantifizierung des Kontaktwiderstandsbeitrags zum Serienwiderstand aus dem Vergleich der Dunkel- und Hellkennlinie (j_{sc}/V_{oc} -Messung) ist bei IBC-Solarzellen allerdings nicht sinnvoll möglich, da dabei 1-D Ladungsträgertransport für die Berechnung angenommen wird ([14], vgl. Abschnitt 4.1.1). Daher wird der Serienwiderstand über die Simulation iterativ so angepasst, dass die Krümmung der Kennlinie zum Experiment passt. Es kann dann davon ausgegangen werden, dass sich der zusätzliche Anteil des Serienwiderstands aus dem Kontaktwiderstand des leitfähigen Klebers und den Fingerwiderständen des Tabblings zusammensetzt.

2/ Serienwiderstand durch geometrische und elektrische Einflussfaktoren:

Gemäß des detailliert diskutierten Verhaltens des Serienwiderstands in Kapitel 4 sollte der Serienwiderstandsbeitrag der Solarzelle bei den verwendeten Parametern im Rahmen von

0,3 Ωcm^2 liegen und damit eine starke Krümmung der Kennlinie (z.B. Abbildung 6.11 rechts, rote Linie) erzeugen.

3/ Serienwiderstand durch Kontaktwiderstand Silizium/Metall:

Wird der Emitter oder die Basis nicht ausreichend gut kontaktiert erhöht sich der Serienwiderstand durch den Kontaktwiderstand zwischen Metall und dem entsprechend dotierten Halbleiter. Für die Kontaktierung von Solarzellen mit Emittlern aus borhaltiger Tinte wird ein TiPdAg-Stapel verwendet, der generell für sehr niedrige Kontaktwiderstände ($< 0,1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$) auf n^+ -Silizium sorgt. Allerdings lassen sich auch für hochdotierte p-Typ Kontakte Widerstände erreichen, die für den Betrieb der Solarzelle nicht limitierend sind ($\sim 1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$, [163]). Somit ist für das Konzept der borhaltigen Tinten kein maßgeblicher Effekt des Kontaktwiderstandes zu erwarten. Für den Referenzprozess liegen die gemessenen Kontaktwiderstände auf den verwendeten Emittlern bei $7 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ (AgAl-Paste) und auf dem BSF bei $2 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ (Ag-Paste) und somit etwas höher, entsprechen aber in der Photovoltaik gängigen Kontaktwiderständen für siebgedruckte Kontakte [105]. Außerdem sind sie in der Simulation bereits berücksichtigt (Abbildung 6.11 rechts, rote Linie) und haben daher ebenfalls geringen Einfluss auf den Verlauf der Kennlinie.

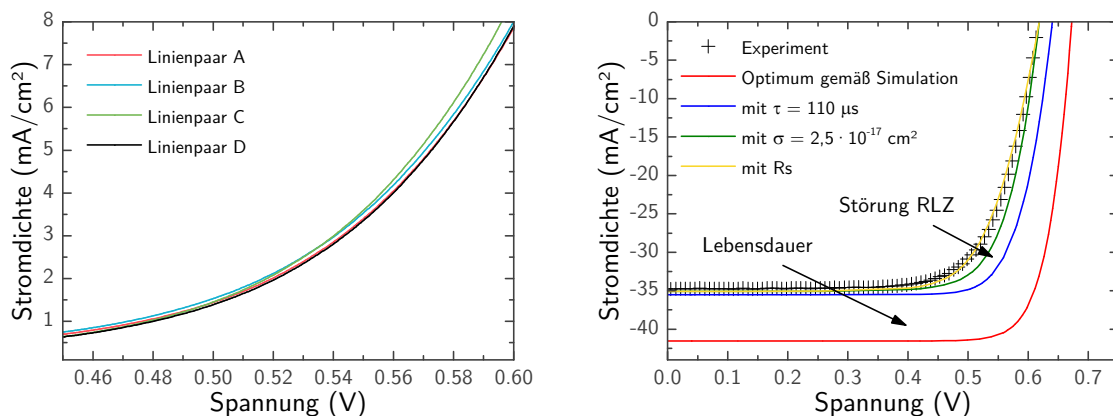


Abbildung 6.11: Links: typischer Verlauf der Dunkelkennlinien einer IBC-Solarzelle ohne Kurzschlüsse ($R_{\text{shunt}} > 3 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$). Rechts: Analyse experimenteller jV-Kennlinien im Vergleich zur Simulation.

Eine Zusammenfassung über die Kenndaten der Daten aus Abbildung 6.11 findet sich in Tabelle 7.

Tabelle 7: Kenndaten zur Analyse der Solarzellen, die mit borhaltiger Tinte hergestellt wurden.

	Größe	η	V_{oc}	j_{sc}	FF	$\Delta\eta$
	Einheit	%	mV	mA/cm^2	%	%abs.
■	Simulation	22,8	672	41,55	81,45	-
■	$\tau = 110 \mu\text{s}$	17,8	640	35,85	78,31	- 4,95
■	$\sigma = 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$	16,5	618	35,09	75,98	- 1,32
■	Tabbing (R_s)	15,6	618	35,09	71,99	- 0,88
■	Experiment	15,1	618	34,73	71,64	- 0,50

Serienwiderstände können folglich nicht die alleinige Ursache für den hohen Krümmungsradius der Kennlinie sein. Bei dem Blick auf die Kurzschlussstromdichte des Konzepts mit borhaltigen

Tinten fällt auf, dass diese für IBC-Solarzellen viel zu niedrig ist. Gemäß der Simulation werden ca. $41,5 \text{ mA/cm}^2$ erwartet, der gemessene Wert liegt bei gerade 35 mA/cm^2 . Über die Simulation und die Ergebnisse aus Abschnitt 3.2.4 lässt sich schließen, dass der niedrige Strom seine Ursache in einer geringen Lebensdauer des Volumens oder einer hohen ORG an der Vorderseite der Solarzelle hat. Beide sind stark miteinander korreliert, da beide Minoritäten auf dem Weg zum rückseitigen p-n-Übergang aufhalten und somit die Kurzschlussstromdichte senken (dieser Effekt ist im Übrigen für Solarzellen mit frontseitigem Emitter weit weniger ausgeprägt). Bei Solarzellen mit rückseitigem Emitter lassen sich niedrige effektive Lebensdauern über die IQE messen (Messungen zu Solarzellen aus dieser Arbeit finden sich z.B. bei Kohberger [164]), die Quantenausbeute des kurzwelligeren Lichts ist entsprechend reduziert und es entsteht im langwelligen Bereich (zwischen 900 und 1000 nm) ein charakteristischer Höcker. Für die Unterscheidung, ob die Frontseitenpassivierung oder die Waferlebensdauer Ursache ist, kann der Wafer zurückgeätzt, neu passiviert und gemessen werden. Damit konnte gezeigt werden, dass der Wafer u.U. bei der Herstellung bis auf $40 \mu\text{s}$ degradiert werden kann. Bei keiner der untersuchten Proben war dabei die Oberflächenpassivierung Ursache der niedrigen effektiven Lebensdauer. Da die betrachtete Solarzelle (aus Tabelle 7) in einem anderen Prozess weiterbearbeitet wurde, lässt sich in diesem Fall nur die Simulation an die experimentellen Ergebnisse anpassen und liefert eine Basislebensdauer von $110 \mu\text{s}$ für die erreichte Kurzschlussstromdichte.

Für die Fehlersuche wird im Prozess jeweils nach kritischen Prozessschritten ein Lebensdauerwafer extrahiert, wobei sich bis zum Schritt der Metallisierung keine Degradation der Lebensdauer feststellen lässt. Dies ist mit den entsprechend hohen iV_{oc} -Werten von 678 mV belegt. Die Metallisierung erfolgt über Laserlithografie, die zu einem Verlust in iV_{oc} von max. 2 mV führt. Dies ist auf die zu diesem Zeitpunkt bereits geöffneten Kontaktflächen zurückzuführen. Die anschließende Metallisierung findet in einem Elektronenstrahlverdampfer statt und führt zu einer Reduktion der (effektiven) Lebensdauer durch Strahlung, die während des Verdampfens entsteht. Die Lebensdauer kann mit einem Temperaturschritt, der gleichzeitig zur besseren Kontaktformation führt, wieder bis auf den ursprünglichen Wert ausgeheilt werden (vgl. [165]). Als Ursache für die Reduktion der Lebensdauer im Solarzellenprozess ist daher denkbar, dass die Ausheilung nicht vollständig geglückt ist oder eventuell dabei zusätzlich degradiert ist (s. Degradation bei n-Typ FZ-Silizium, Grant *et al.* [166]). Die reduzierte Lebensdauer im Wafer kann zwar einen großen Teil des gegenüber der Simulation auftretenden Spannungs- und Stromverlustes erklären, jedoch nicht den FF-Verlust. Für diesen sind wahrscheinlich höhere Sättigungsströme, die am p-n-Übergang fließen können, verantwortlich (Abbildung 6.11 rechts, blaue Linie). Deren detaillierte Beschreibung und die zugehörigen Experimente werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

Zunächst erscheint es allerdings interessant, einen Blick auf die Ergebnisse des Referenzprozesses zu werfen (Abbildung 6.12).

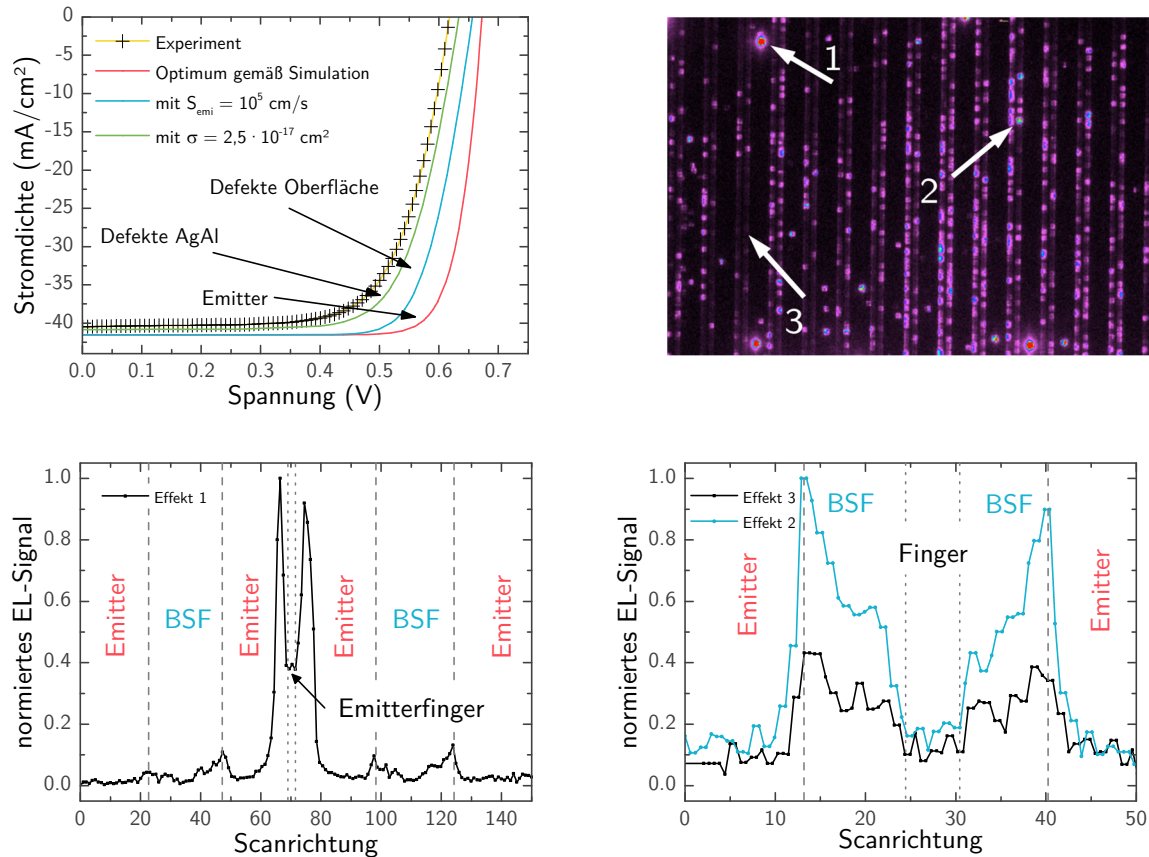


Abbildung 6.12: Links oben: jV -Kennlinie einer IBC-Solarzelle aus dem Referenzprozess (schwarz), Simulation mit geringer Emittterpassivierung (blau), oberflächennahen Defekten (grün), RLZ Störung durch AgAl-Kristallite (gelb) und defektfreier Simulation (rot). Rechts oben: EL-Messung im Dunkeln in Sperrichtung (-5,5 V) zeigt drei typische Effekte: 1) Störung der RLZ durch AgAl-Paste, 2) Stark erhöhtes Signal am Übergang zwischen p- und n-Bereich in Oberflächennähe, 3) Übliches verteiltes Durchschlags-Verhalten von IBC-Solarzellen (*soft-breakdown* [159]). Unten links: Signalanalyse zu Effekt 1 des EL-Bildes. Unten rechts: Signalanalyse zu den Effekten 2 und 3 des EL-Bildes. Die Scanrichtung ist in Richtung der alternierenden Struktur gewählt.

Eine Zusammenfassung der Kenndaten aus Abbildung 6.12 findet sich in Tabelle 8.

Tabelle 8: Kenndaten zur Analyse der Solarzellen, die mit dem Referenzprozess hergestellt wurden.

Größe	η	V_{oc}	j_{sc}	FF	$\Delta\eta$
Einheit	%	mV	mA/cm²	%	%abs.
■ Simulation	22,8	672	41,55	81,45	-
■ $S_{emi} = 10^5$ cm/s	20,8	656	41,55	76,37	- 1,97
■ $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-17}$ cm²	18,6	633	40,82	71,94	- 2,23
■ / ■ Defekte AgAl /Exp	17,5	616	40,44	69,66	- 1,10

Die Kurzschlussstromdichte ist bei diesen Solarzellen - im Gegensatz zu denen aus borhaltigen Tinten hergestellten - sehr nahe an den Ergebnissen aus der Simulation (40,4 mA/cm²). Dennoch verzeichnet die Kennlinie gegenüber der Simulation einen erheblichen Verlust an Füllfaktor und offener Klemmenspannung. Da die Kurzschlussstromdichte nicht reduziert ist,

ist dies kein Effekt der Frontseitenpassivierung oder der Waferlebensdauer. Ein Teil der Spannung geht wahrscheinlich verloren, da der Emitter auf der Rückseite nicht so gut wie im Bortintenprozess passiviert ist (angenommen wird ein $S_{\text{emi}} = 10^5 \text{ cm/s}$). Dies liegt daran, dass die CVD-Schicht über ein dotiertes Siliziumoxinitrid [109] hergestellt wird, das eine schwer entfernbare Grenzschicht zum Silizium nach dem Diffusionsschritt ausbildet. Der V_{oc} -Wert aus der Simulation mit niedriger Emitterpassivierung deckt sich weitgehendst mit den iV_{oc} -Werten, die am Wafer vor der Kontaktierung gemessen wurden. Zusätzlich ist anzunehmen, dass Sättigungsströme einerseits bei der Kontaktierung der Referenz mit AgAl-Paste, wie sie sich in einem hohen J_{02} -Wert beim Fit mit dem Zwei-Dioden-Modell von Solarzellen mit ganzflächigem Emitter ebenfalls zeigen (z.B. [167]), und andererseits an oberflächennahen p-n-Übergängen auftreten.

Ein Indiz dafür liefert die Elektrolumineszenz-Messung (EL) in Sperrrichtung. Signal aus der EL-Messung erhält man jeweils dort, wo Ladungsträger fließen und somit strahlend rekombinieren können (indirekte Messung). Wie in Abbildung 6.12 (rechts) ersichtlich, besteht ein typisches EL-Bild aus abwechselnd schwarzen (kein Signal, Emitterbereich) und schwach leuchtenden Streifen, die jeweils einen schmalen schwarzen Streifen beherbergen (Basisbereich mit Basiskontaktfinger). Einerseits existieren Bereiche hohen Signals mittig auf dem Emitter wo sich der Kontakt zur AgAl-Paste befindet und sich daher mit einer Störung der RLZ durch einlegierte Paste korrelieren lässt (Effekt 1). Der zugehörige Linescan, in Richtung der alternierenden IBC-Struktur gezogen, ist in Abbildung 6.12 links unten dargestellt. Andererseits zeigen sich am Übergang zwischen p- und n-Bereichen teilweise erhöhte Zählraten, die auf eine oberflächennahe Störung der RLZ hinweisen könnten (Effekt 2, Abbildung 6.12 rechts unten). Dies ist allerdings zu unterscheiden von den schwach leuchtenden Streifen (Effekt 3, Abbildung 6.12 rechts unten), die sehr regelmäßig und in konstanter Intensität auftreten (und teilweise durch Effekt 2 überdeckt werden). Gemäß Halm *et al.* könnten diese Streifen auf die Durchbruchcharakteristik der Diode zurückzuführen sein und werden in der Literatur als „*soft breakdown*“ bezeichnet [159]. Im Gegensatz zu den anderen beiden Effekten ist der dritte nicht negativ für die Solarzelle (im Modul) zu werten, denn ein gleichmäßiger Zusammenbruch der Diode führt zu einer gleichmäßigen Erwärmung des Wafers auf Grund des dort fließenden Stromes und hinterlässt keine längerfristige Degradation. Wichtig wird diese Eigenschaft bei Betrieb einer Solarzelle im Modul, da einzelne Solarzellen im String abgeschattet werden oder defekt sein können. Eine solche Solarzelle liefert weniger oder keinen Strom mehr, muss aber den Strom der anderen in Reihe geschalteten Solarzellen führen. Dies ist nur in Sperrrichtung möglich, d.h. die Spannung an der Solarzelle bricht ein und der Strom fließt dort, wo die Solarzelle am ehesten Ladungsträger in Sperrrichtung durchlässt. Bei IBC-Solarzellen ist dies, wie beschrieben, gleichmäßig verteilt, bei konventionellen Solarzellen hingegen tritt an meist lokalen Punkten ein Durchschlag, ein sogenannter „*hotspot*“, auf, an dem die Solarzelle durch den hohen Stromfluss (u.U. der gesamte Strom einer Solarzelle) lokal so stark erhitzt wird, dass sie bzw. das umliegende Modul Schaden nehmen kann. Damit dies nicht passiert, sind in den meisten konventionellen Modulen zur Solarzelle antiparallel geschaltete Bypass-Dioden

verbaut, die den Strom durchlassen können. Auf diese kann bei den IBC-Solarzellen mit erwähnter Durchbruchcharakteristik verzichtet werden.

Der Einfluss durch die AgAl-Paste lässt sich in Zukunft möglicherweise vermeiden, da von Engelhardt *et al.* [153] gezeigt wurde, dass zur Kontaktierung von Boremittern die modernste Ag-Pastengeneration Kontaktwiderstände im niedrigen $m\Omega\text{cm}^2$ -Bereich erreichen kann. Dies hat gleichzeitig zum Vorteil, dass für siebgedruckte IBC-Solarzellen zukünftig nur ein Prozessschritt nötig ist, der die Metallfinger für beide Polaritäten auf einmal auf den Wafer aufbringt. Da das Vorhandensein von hohen Sättigungsströmen am oberflächennahen p-n-Übergang, die in diesem Abschnitt indizienhaft beschrieben wurden, eine Anpassung des Prozesses notwendig macht, soll in den folgenden Abschnitten der Nachweis eines defektreichen Übergangs zwischen hoch n- und p-dotierten Bereichen erbracht und dessen Einfluss auf die Solarzelle analysiert werden. In der Literatur ist dabei nicht geklärt, ob eine intrinsische Lücke zwischen Emitter und BSF auf der Rückseite (*gap*) benötigt wird, um parasitäre Stromflüsse zu vermeiden. Beispielsweise führt Keding *et al.* [168] an, dass dies nicht notwendig ist und daher wird im nächsten Abschnitt untersucht, welche Voraussetzungen gegeben sein müssen, dass eine IBC-Solarzelle ohne intrinsische Lücke zwischen den hochdotierten rückseitigen Bereichen hohe Effizienzen erreichen kann.

6.3.3 Simulation defektreicher p-n-Übergänge bei sequentiellen Diffusionen

In diesem Abschnitt wird der potentielle Einfluss einer Lücke zwischen den hoch p- und n-dotierten Übergangsbereichen an der Oberfläche auf der Rückseite der IBC-Solarzelle zunächst anhand einer Simulation untersucht. Um die Fragestellung leichter beschreiben zu können, wird der Überlapp definiert, der den Abstand zwischen den hoch p- und n-dotierten Bereichen angibt (s. Abbildung 6.13). Bei einem Überlapp von $0\ \mu\text{m}$ berühren sich die beiden Bereiche nicht. Auf Grund der lateralen Diffusion (Unterdiffusion), bei der in der Simulation angenommen wird, dass sie den Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Diffusion (z.B. zweites Fick'sches Gesetz mit unendlicher Quelle) folgt, beginnen sich beide Bereiche ab einem Überlapp von $> 0\ \mu\text{m}$ zu berühren und überlappen ab $2\ \mu\text{m}$ über die ganze Tiefe.

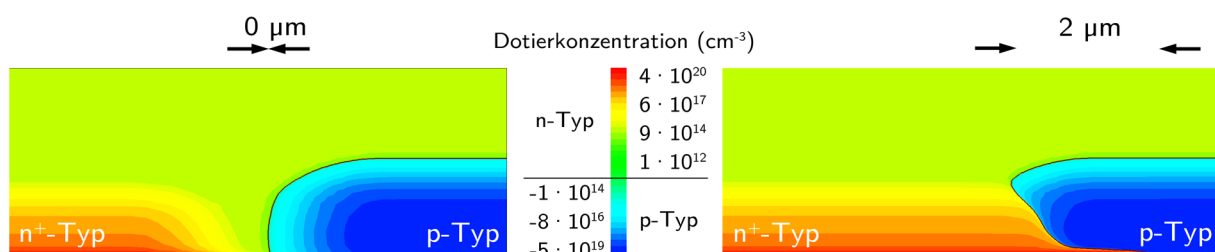


Abbildung 6.13: Links: Emitter (blau) und BSF (orange) überlappen sich nicht ($0\ \mu\text{m}$), hellgrün repräsentiert die Basisdotierung. Rechts: $2\ \mu\text{m}$ Überlapp von Emitter und BSF.

Häufig wird in der Photovoltaik angenommen, dass in hochdotierten Bereichen einer Solarzelle Auger-Rekombination dominiert. Im Gegensatz zu dieser Annahme wurde von Min *et al.* [169]

gezeigt, dass in hochdotierten Phosphoremittern ein erheblicher Anteil der Verluste auf SRH-Rekombination zurückzuführen ist. Dabei geben Min *et al.* an, dass die Defekte durch elektrisch inaktiven Phosphor im *kink*-Bereich des Profils hervorgerufen werden. Der Gehalt an elektrisch inaktivem Phosphor wird bei Min *et al.* aus der Differenz der Konzentrationen aller Phosphoratome (SIMS-Messungen) und der elektrisch aktiven Atome (ECV-Messungen) bestimmt. Die theoretische Beschreibung lokaler Defekte erfolgt dabei über die Defektlebensdauer:

$$\frac{1}{\tau_{Defekt}} = v_{therm} \cdot N_t \cdot \sigma(E_t) \quad (6.1)$$

Wobei v_{therm} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen, N_t die Defektdichte und σ der Einfangquerschnitt ist. Im Allgemeinen ist der Einfangquerschnitt eine Funktion der energetischen Lage des Defekts E_t . Als Vereinfachung werden Zustände angenommen, die in der Mitte der Bandlücke liegen. Da für die Defektdichte nach Min *et al.* über den Vergleich von SIMS und ECV-Messungen experimentell (zumindest) deren Größenordnung bekannt ist, ist die Lebensdauer nur eine Funktion des Einfangquerschnittes. Daher ist der Überlapp zweier hochdotierter Bereiche, wie sie potentiell an der Rückseite der IBC-Solarzelle zwischen Emitter und BSF auftreten können, in diesem Experiment neben dem Einfangquerschnitt die einzige freie Variable. Die Abhängigkeit der Solarzellenkenndaten von diesen beiden Parametern wird im Folgenden untersucht.

Die Defektdichte orientiert sich in diesem Experiment an den Daten aus Min *et al.*, da die in dieser Veröffentlichung untersuchten Phosphorprofile an der UKN hergestellt wurden. Im Gegensatz zu Min *et al.* werden die Defekte in der Untersuchung dieser Arbeit ausschließlich im *kink*-Bereich des Phosphorprofils angenommen und mit einer komplementären Error-Funktion (s. Gleichung (5.3)) an das mit ECV gemessene Profil angepasst (Abbildung 6.14 links). Der verwendete Formalismus trifft zunächst keine Aussage darüber, welcher Art die Defekte sind und verwendet keine Energieverteilung, anhand der Defektkonzentration von $< 6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die Defekte größtenteils durch interstitiellen oder inaktiven substitutionellen Phosphor und nicht durch *cluster* hervorgerufen werden (vgl. Abbildung 2.6). Für alle übrigen freien Parameter im Experiment gelten die Standardwerte (Tabelle 2).

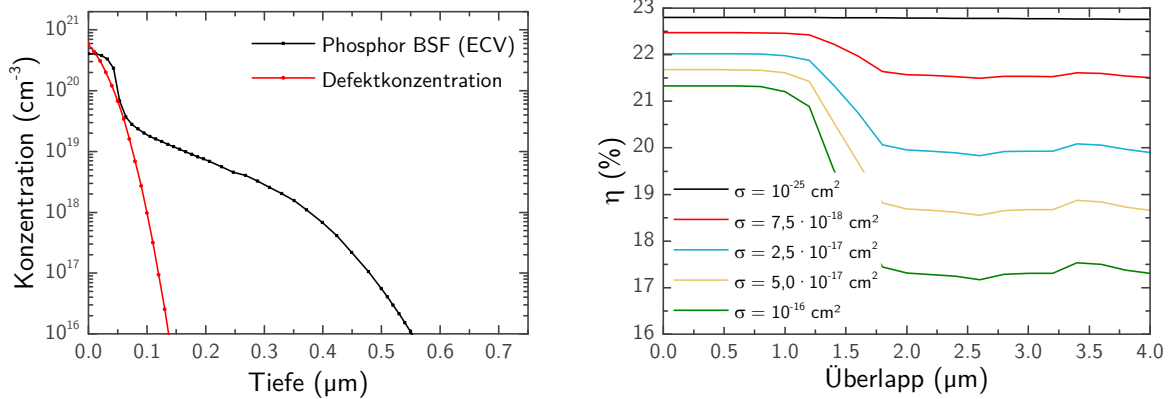


Abbildung 6.14: Links: Gemessenes Phosphorprofil im BSF-Bereich (schwarz) und Defektprofil (rot), berechnet aus einer komplementären Error-Funktion. Rechts dargestellt ist der Einfluss verschiedener Einfangquerschnitte bei konstantem Defektprofil auf den Wirkungsgrad.

Überlappen sich die beiden hochdotierten Bereiche ohne Defekte (in Abbildung 6.14 rechts schwarz dargestellt für einen kleinen Einfangquerschnitt von 10⁻²⁵ cm²) ergeben sich keine Änderungen der Effizienz in Abhängigkeit des Überlapp. Für höhere Einfangquerschnitte ergeben sich zwei Effekte. Zum einen sinkt die Effizienz im Bereich ohne Überlapp durch Einbringen der zusätzlichen Defekte, zum anderen zeigt sich ein vom Einfangquerschnitt abhängender Abfall der Effizienz, sobald sich beide hochdotierten Bereiche berühren (Abbildung 6.14 rechts). Dieser Effekt geht mit zunehmendem Überlapp in Sättigung. Ein Einfangquerschnitt von 7,5 · 10⁻¹⁸ cm², der durch die Analyse von Min *et al.* am besten gestützt ist, führt zu einem Wirkungsgradverlust von 1,3%abs. wobei ungefähr die Hälfte des Verlusts durch den defektreichen Teil des p-n-Übergangs erzeugt wird.

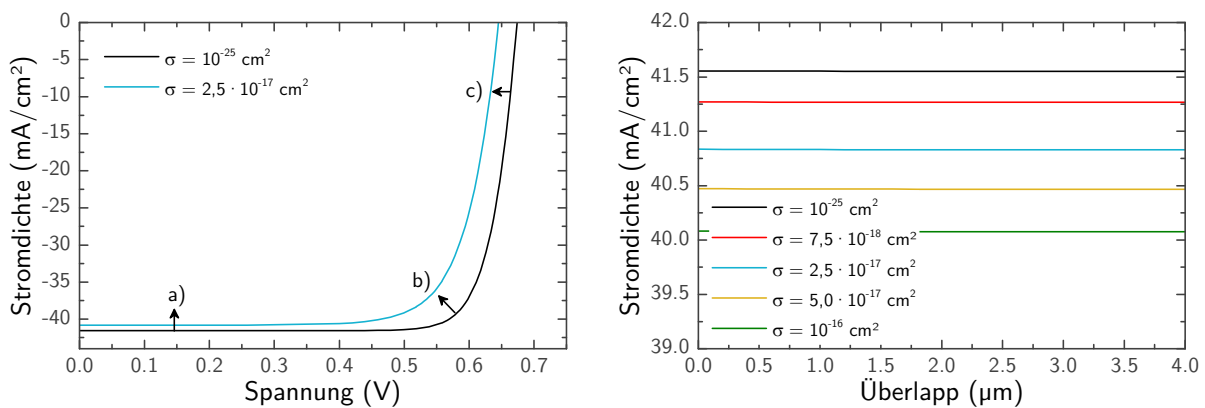


Abbildung 6.15: Links: Einfluss des defektreichen p-n-Übergangs auf die jV-Kennlinie für einen sehr geringen Einfangquerschnitt (10⁻²⁵ cm², schwarz) und einem hohen Einfangquerschnitt (2,5 · 10⁻¹⁷ cm², blau). Rechts: Einfluss verschiedener Einfangquerschnitte auf die Kurzschlussstromdichte bei konstanter Defektdichte.

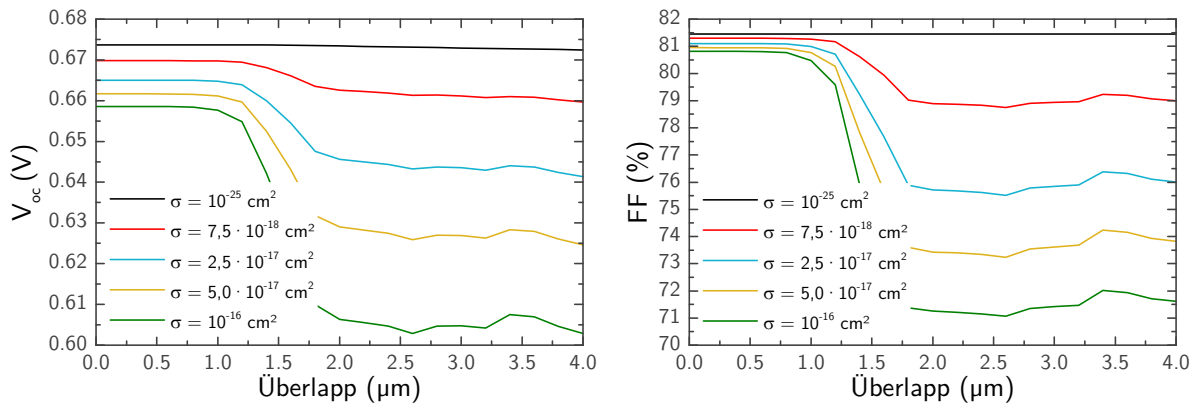


Abbildung 6.16: Einfluss verschiedener Einfangquerschnitte auf die offene Klemmenspannung (links) und auf den Füllfaktor (rechts) bei konstanter Defektdichte.

Die Auswirkung des defektreichen Bereiches auf die jV -Kennlinie ist in Abbildung 6.15 (links) dargestellt. Gegenüber der defektfreien jV -Kurve in schwarz verschiebt sich die defektreiche Kurve (blau) an drei Stellen. Der Stromverlust gemäß Abbildung 6.15 (a) ist ein zu erwartendes Ergebnis und ergibt sich dadurch, dass die im *kink*-Bereich des BSFs eingebrachten Defekte nicht komplett abgeschirmt werden und somit zu erhöhter SRH-Rekombination im gesamten BSF führen. Dies ist durch die FELA bestätigt. Der auftretende Stromverlust nimmt mit dem Einfangquerschnitt zu, hängt aber nicht vom Überlapp ab und beeinflusst demzufolge die mit dem Überlapp und Einfangquerschnitt zunehmende Auffächerung der Effizienz nicht (s. Abbildung 6.14 rechts). Die Reduktion des Füllfaktors (b) und der offenen Klemmenspannung (c) sind jedoch Funktionen des Überlapps. Je länger die defektreiche Region (relativ zur Gesamtlänge des p-n-Übergangs) und je größer der Einfangquerschnitt der Defekte in der RLZ im Grenzbereich zwischen Emitter und BSF, desto höher ist der lokale Sättigungsstrom, der sich in der Reduktion des Füllfaktors und der offenen Klemmenspannung niederschlägt (s. Abbildung 6.16). Ursache für den höheren Sättigungsstrom sind die eingebrachten Defekte in der Raumladungszone, die einen lokalen Stromfluss entgegen dem Feld am p-n-Übergang in der RLZ (vgl. Abbildung 6.17 roter Pfad) ermöglichen. Diese treten mit zunehmender Spannung verstärkt auf, da Δn ebenfalls steigt und daher den rekombinativen Pfad durch den defektreichen p-n-Übergang an der Rückseite der Solarzelle wahrscheinlicher werden lässt.

Da die RLZ zwischen zwei hochdotierten Bereichen u.U. nur wenige Nanometer dick sein kann, könnte vermutet werden, dass die klassische SRH-Rekombination nicht die einzige Möglichkeit ist, den p-n-Übergang zu überqueren. Um zwischen potentiell vorhandenen (nicht lokalen) Tunnelprozessen und lokaler SRH-Rekombination zu unterscheiden, wurde eine weitere Simulation durchgeführt und anschließend mit den experimentellen Daten verglichen. Prinzipiell sind neben den klassischen lokalen Pfaden, d.h. a) Auger-Rekombination und b) SRH- in der RLZ (Abbildung 6.17), nicht-lokale Pfade denkbar. Zum einen kann dies c) direktes nicht-lokales Tunneln durch den p-n-Übergang oder d) defektassistiertes Tunneln (*non-local path trap-assisted tunneling*) sein, bei dem ein Defektlevel in der Bandlücke als

Zwischenniveau für den Tunnelprozess durch den p-n-Übergang fungiert (weitere Untersuchungen dazu z.B. in [170], [171]).

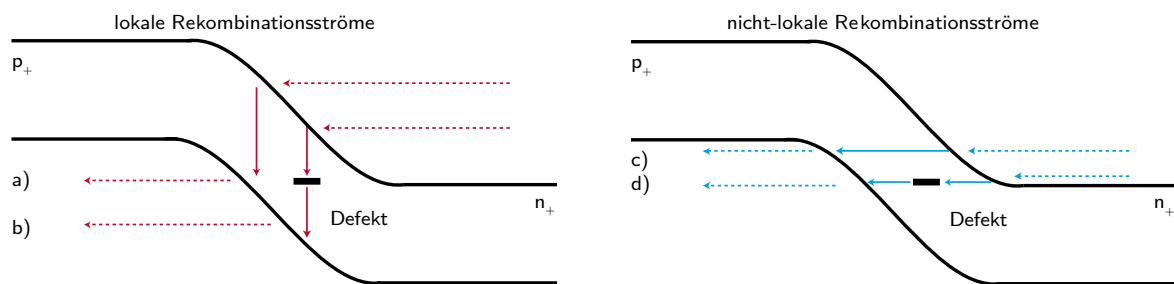


Abbildung 6.17: Rekombinationsmöglichkeiten in der RLZ eines p-n-Überganges (schematisch in Sperrichtung dargestellt): a) Auger-Rekombination b) SRH-Rekombination c) nicht lokales direktes Tunneln von Ladungsträgern durch den p-n-Übergang d) nicht-lokales, defektassistiertes Tunneln durch den p-n-Übergang.

Werden Tunnelprozesse mit den entsprechenden Modellen (Schenk [172] oder Hurkx [173]) in der Sentaurus Simulation zugelassen, zeigt sich, dass defekt-assistiertes Tunneln für den Betrieb der Solarzelle bei den verwendeten Parametern eine untergeordnete Rolle spielt. Würde defekt-assistiertes Tunneln auftreten, wird der p-n-Übergang kurzgeschlossen und in Sperrichtung würde ein erheblich höherer Strom als ohne defekt-assistiertes Tunneln fließen [171]. Dies kann für die in dieser Arbeit hergestellten IBC-Solarzellen experimentell nicht bestätigt werden und daher ist für die Interpretation der V_{oc} und FF-Verluste durch die eingebrachten Defekte ausschließlich der lokale SRH-Rekombinationskanal von Bedeutung. Direkte Rekombination durch Band-zu-Band ändert die Form der Kennlinie nur bei hohen Spannungen (ca. -5 V, aus [171]) in Sperrichtung, wobei sich die RLZ so stark verschmälert, dass die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination von Ladungsträgern im p-n-Übergang signifikant ansteigt. Dies wiederum ist eine Erklärung für die Ursache der in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen gleichmäßigen Durchbruchcharakteristik.

Inwieweit die simulierten Einfangquerschnitte und angenommenen Defektdichten die Situation am aus borhaltiger Tinte und PSG gebildeten p-n-Übergang ausreichend beschreiben ist an mehreren Punkten kritisch zu hinterfragen. Es ist beispielsweise unklar, inwieweit der Grenzbereich zwischen p- und n-Dotierung durch die geometrischen Ausmaße auf den Wafer eingebrachter borhaltiger Tinte (z.B. durch Verspannungen des Wafers), durch aus der Tinte ausdiffundierende (Bor-)Atome in die Gasphase des Rohrofens oder bereits in das Substrat ein-diffundierendes Bor verändert wird. Insbesondere der letztgenannte Punkt ist als Emitter-Push-Effekt bekannt (s. Abschnitt 5.3.2) und kann zu flacheren aber tiefer eingetriebenen Borprofilen bei gleichzeitiger Anwesenheit von Phosphoratomen oder zu einem durch Bor verstärktem Phosphorprofil führen [126]. Daher ist es leicht vorstellbar, dass eine, gegenüber konventionellen ganzflächigen Emitter- oder BSF-Schichten, erhöhte Defektverteilung durch die genannten Effekte am Grenzbereich zwischen p- und n-Dotierung vorliegt. Ein Indiz dafür wäre der gegenüber *Min et al.* etwas größere Wirkungsquerschnitt von $2,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, der die experimentellen jV-Kennlinien aus Abschnitt 6.3.2 besser beschreibt. Die gesamte Problematik

ist beispielsweise in der von Gloger *et al.* [174; 175] vorgeschlagenen 3-in-1-Prozessfolge für die Erzeugung von abwechselnden n^+ - und p^+ -Schichten mit Hilfe der verstärkten Diffusion nicht berücksichtigt. Nach der Ergebnislage dieser Arbeit ist daher zu prüfen, unter welchen Prozessparametern defektfreie p-n-Übergänge in einer IBC-Solarzelle mit Hilfe einer verstärkten Diffusion gebildet werden können.

Des Weiteren treffen die durchgeführten Simulationen keine explizite Aussage darüber, inwieweit eine mögliche BRL auf der p-dotierten Seite die Bildung eines defektreichen p-n-Übergangs begünstigt. Verlässliche Untersuchungen zu Defekten in der BRL sind dem Autor nicht bekannt, potentielle Defekte (beispielsweise durch das in Abschnitt 5.4.5 erwähnte „*coffee staining*“) können jedoch zur Folge haben, dass der (effektive) Einfangquerschnitt und die Defektdichte steigen. Dies verstärkt die Wirkung des defektreichen p-n-Übergangs und führt - gegenüber der Berechnung mit den Daten von Min *et al.* - zu niedrigeren Wirkungsgraden. Zusammenfassend zeigt dieser Abschnitt, dass ein intrinsischer Bereich als Lücke auf der Rückseite der IBC-Solarzelle für hohe Wirkungsgrade nicht notwendig ist, wenn die aneinanderstoßenden hochdotierten Bereiche defektfrei sind und erklärt anhand von Defektverteilungen in hochdotierten Phosphorprofilen die potentielle Ursache für Wirkungsgradverluste auf Solarzellenebene anhand reduzierter offener Klemmenspannungen und Füllfaktoren. Das zugehörige Experiment, das eine oberflächennahe Vermischung der p- und n-Dotierung und den daraus resultierenden defektreichen kompensierten Schichten zeigt, wird im nächsten Abschnitt mittels KPFM-Messungen vorgestellt.

6.3.4 Analyse der gebildeten p-n-Übergänge mittels KPFM

Im letzten Abschnitt konnte gezeigt werden, dass defektreiche p-n-Übergänge an der Rückseite der IBC-Solarzelle die Effizienz maßgeblich verringern können. Um das Vorhandensein eines p-n-Übergangs dieser Art im Solarzellenprozess zu prüfen, werden Parallelproben auf mechanisch poliertem Silizium mit Tinte bedruckt und jeweils in einem Quarzglas-Rohröfen unter POCl_3 -Atmosphäre (sequentielle Kodiffusion) oder unter N_2 -Atmosphäre prozessiert (Abbildung 6.18). Damit bestimmte Stellen auf dem Wafer wiedergefunden werden können, wird vor der Diffusion eine Lasermarkierung mit Kodierung aufgebracht. Zusätzlich wird die Topografie der Tinte mit einer AFM-Messung aufgenommen. Nach der Diffusion wird die Tinte in HF-Lösung (20 Vol.-%) abgenommen und am Wafer anhaftende Reste werden mit einer Piranha-Reinigung aufgelöst. Die hochreine Oberfläche kann daraufhin mittels KPFM untersucht werden. Durch Vergleichen der Topografie der Tinte aus der AFM-Messung und dem Potentialverlauf aus der KPFM-Messung kann die Lage des p-n-Übergangs relativ zum Tintenrand bestimmt werden. Da zwischen den Messungen verschiedene Prozessschritte liegen, ist es notwendig dasselbe Messfenster auf dem Wafer wiederzufinden. Um Rotation

oder Translation zwischen zwei Aufnahmen zu unterbinden, wird ein asymmetrisch geschosener Laserpuls, der trotz der diversen chemischen Prozesse zwischen beiden Messungen seine charakteristische Form behält, als Referenzpunkt verwendet.

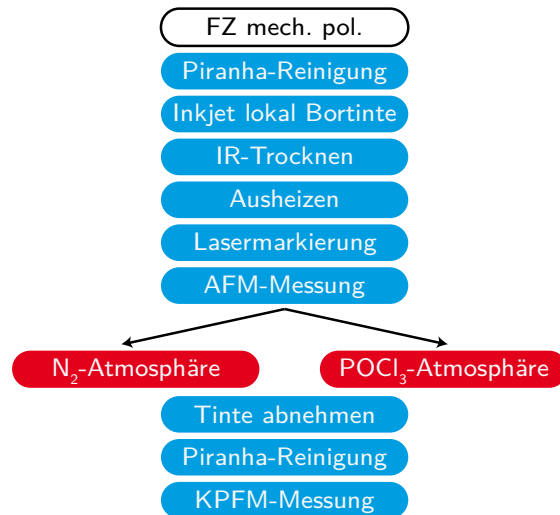


Abbildung 6.18: Prozessflussdiagramm zur Untersuchung lokaler p-n-Übergänge mittels KPFM.

Aus den AFM-Messungen lässt sich zunächst ableiten, dass der Kontaktwinkel zwischen dem Siliziumsubstrat und der borhaltigen Tinte nach dem Eintreiben für alle in Frage kommenden Auflösungen (s. Abschnitt 5.4.4) und untersuchten Linienbreiten konstant bei ungefähr 1° liegt. Dies bedeutet, dass eine mögliche Kompensation von bordotierten Bereichen nicht von den einstellbaren Parametern am Tintenstrahldrucker abhängt, sondern eine Eigenschaft der Benetzung der Tinte ist.

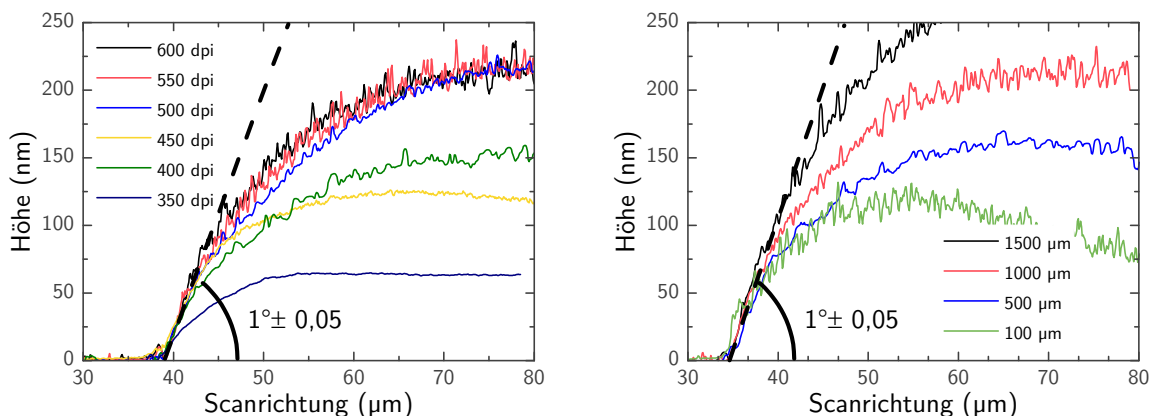


Abbildung 6.19: Links: Topologie der borhaltigen Tinte (nach Eintreiben) am Übergang zwischen p- und n-Bereich für verschiedene Druckauflösungen bei konstanter Linienbreite. Rechts: Analoges Sachverhalt für konstante Druckauflösung ($400 \times 203 \text{ dpi}^2$) und verschiedene Linienbreiten.

Im Vergleich zwischen der Topologie der eingetriebenen borhaltigen Tinte und der Potentialdifferenz aus der KPFM-Messung ergibt sich ein deutlicher Unterschied zwischen dem Eintreiben in reiner Stickstoffatmosphäre und unter POCl_3 -Atmosphäre.

Während das Potential bei der linken Probe in Abbildung 6.20, die mit Stickstoff eingetrieben wurde, simultan zur Topologie steil ansteigt, bleibt das Potential bei der Probe, die unter POCl_3 eingetrieben wurde (Abbildung 6.20 rechts), für mehrere Mikrometer auf n-Niveau, bevor es ebenfalls beginnt zu steigen. Folglich hat sich der oberflächennahe p-n-Übergang nach rechts in den mit borhaltiger Tinte bedruckten Bereich verschoben. Der Randbereich bis ca. 70 nm Tintenschichtdicke ist demnach nicht als Barriere gegen Phosphoratom geeignet. Zwar ist es denkbar, dass die Unterdiffusion mehrere hundert Nanometer und durch verstärkte Diffusion ggf. bis zu einem Mikrometer tief unter die Tinte wirkt, der 2 – 3 μm versetzte p-n-Übergang lässt sich aber nur mit einer mangelhaften Barrierewirkung der Tinte in ihrem Randbereich erklären. Der Mechanismus besteht folglich aus einer lateral orientierten Unterdiffusion und einer vertikalen Diffusion durch die Tinte.

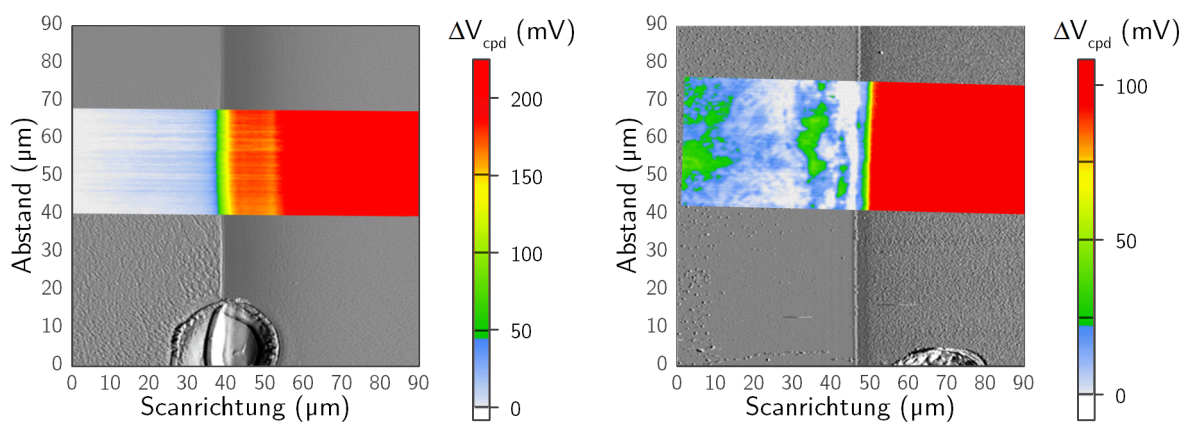


Abbildung 6.20: Links: Topografie (Graustufen) und Oberflächensignal einer KPFM-Messung (Farbe) eines mit borhaltiger Tinte (rechter Bereich) bedruckten und in Stickstoffatmosphäre eingetriebenen Wafers. Rechts: Topografie (Graustufen) und Oberflächensignal einer KPFM-Messung (Farbe) eines mit borhaltiger Tinte (rechter Bereich) bedruckten und in POCl_3 -Atmosphäre eingetriebenen Wafers. Es ist zu beachten, dass die absoluten Spannungsunterschiede zwischen zwei Messungen meist nicht gleich sind (Appendix B).

Da die Dotierwirkung jeweils nur an der oberflächennahen Schicht untersucht werden kann, stellt sich die Frage, wie sich der p-n-Übergang in der Tiefe verhält. Dies kann an Hand eines Beispiels an einem erheblich flacher ansteigenden Randbereich verdeutlicht werden (Abbildung 6.21 links oben: hergestellt mit siebgedruckter borhaltiger Paste, s. Abschnitt 5.1).

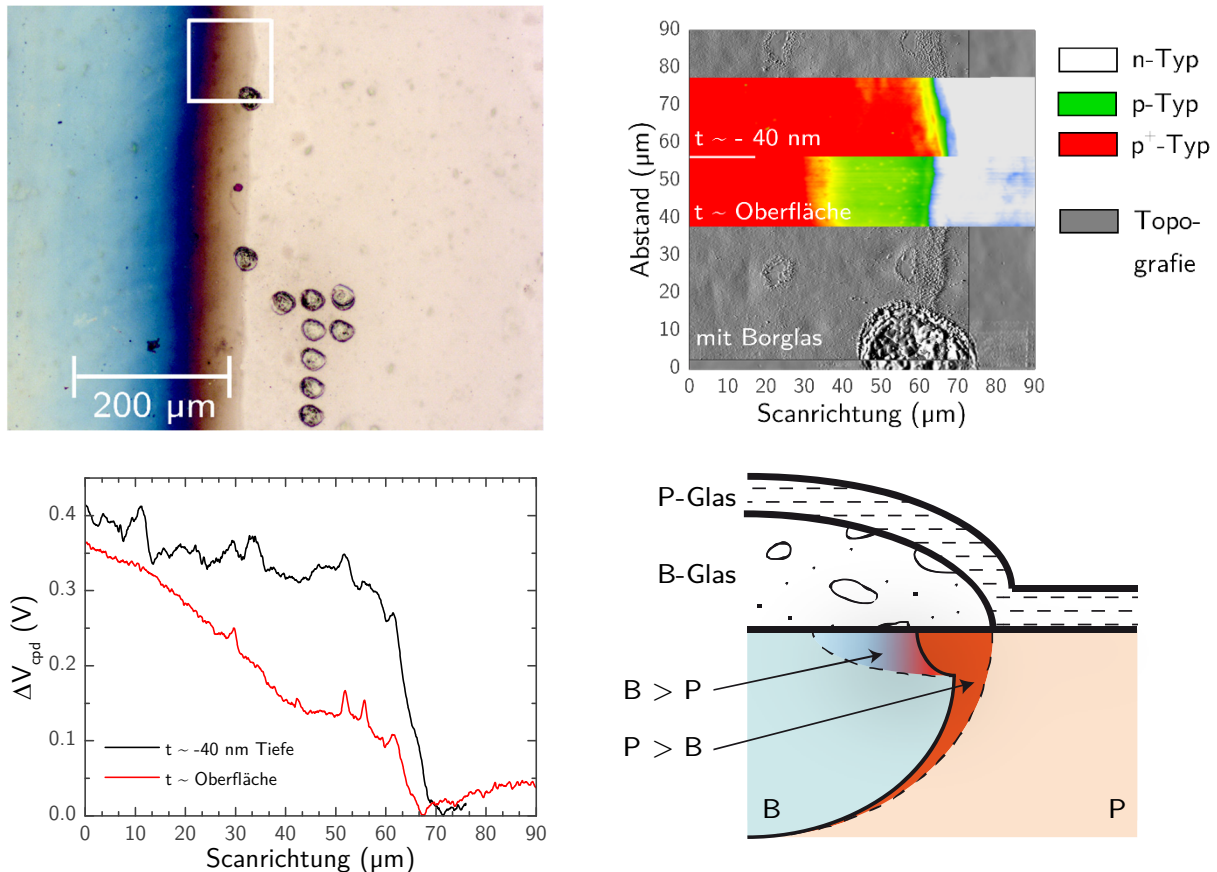


Abbildung 6.21: Links oben: Mikroskopaufnahme eines mit Borglas (blau) und Phosphorglas (beige) beschichteten Bereiches mit Lasercodierung. Rechts oben: Am Laserspot zueinander ausgerichtete Bilder der Topografie (Amplitudenbild) vor dem Abnehmen des Borglases, überlagert mit dem Amplitudenbild nach dem Abnehmen des Borglases (Hintergrund, rechts unten ist das Übereinstimmen der Laserpunkte zu erkennen), und den KPFM-Aufnahmen in Oberflächennähe als auch in ca. 40 nm Tiefe. Links unten: Potentialschnitte an der Oberfläche und in der Tiefe. Rechts unten: Modellbildung zur Diffusion an der Grenzfläche zwischen Bor- und Phosphorglas.

Dazu wird der in Abbildung 6.18 beschriebene Versuchsablauf mit dem einzigen Unterschied gewählt, dass nach der ersten KPFM-Messung die Oberfläche wieder abwechselnd oxidiert und mit HF abgenommen wird. Für dieselbe Probe sind eine Mikroskopaufnahme, die dazugehörigen überlagerten AFM und KPFM-Messungen, Potentialschnitte in verschiedenen Tiefen sowie das daraus abgeleitete Modell in Abbildung 6.21 dargestellt. Der Potentialverlauf der oberflächennahen Messung (Abbildung 6.21 links unten, rote Linie) weist mehrere Besonderheiten auf. Das zunächst leicht absinkende Potential (0 - 20 µm) lässt sich relativ häufig beobachten und könnte ein Indiz für eine verstärkte Eindiffusion von Phosphor bei Anwesenheit von Boratomen stehen. Der p-n-Übergang selbst ist ca. 5 - 6 µm relativ zum Rand des Borglases (Abbildung 6.21 rechts oben) in die mit Borglas bedeckte Fläche verschoben und das Potential verläuft danach stufenweise bevor es wieder stetig ansteigt. Bei einer Messung der gleichen Probe, die 40 nm tief geätzt wurde, heben sich diese Effekte auf, d.h. sowohl die Stufenform verschwindet und der p-n-Übergang „wandert“ näher an den ursprünglichen Rand des Borglases. Der Abstand beträgt dann ca. 2 - 3 µm.

Mit diesen Erkenntnissen lässt sich ein Modell für den p-n-Übergang, der aus einer Diffusion zwischen einem lokal strukturierten Borglas und einer ganzflächigen POCl_3 -Diffusion entstanden ist, formen. Die aus dem Borglas ausdiffundierenden Atome bilden zunächst einen Emitter und damit einen p^+ -n-Übergang aus, wobei es möglich ist, dass das Dotierprofil in den Randbereichen, an denen das Borglas sehr dünn ist ($< 70 \text{ nm}$), dem einer Diffusion aus endlicher Quelle entspricht. Durch die Eindiffusion von Phosphor wird der in der Tiefe vorliegende Randbereich des p^+ -n-Übergangs überkompensiert und der sich dabei ausbildende p^+ - n^+ -Übergang verschiebt sich in den von Borglas bedeckten Bereich. Auf Grund der fehlenden Barrierewirkung des dünnen Borglases gegenüber Phosphor ist durch den zusätzlichen Freiheitsgrad (vertikale Eindiffusion) die Ausprägung der lateralen Kompensation durch Phosphor in der oberflächennahen Schicht erheblich höher. Durch die genannten Effekte entstehen die beiden Grenzbereiche, in denen einmal Phosphor Bor überkompensiert (Abbildung 6.21 rechts unten, $P > B$) und in denen Phosphor zwar eindiffundiert, die Zahl der aktiven Atome aber nicht ausreicht, um die Polarität zu ändern ($B > P$).

In diesem Abschnitt wurde eine Analysemethode auf Basis der KPFM vorgestellt, mit der die Lage des p-n-Übergangs für zwei beliebig aneinanderstoßende hochdotierte Bereiche im Submikrometerbereich bestimmt werden kann. Durch den Vergleich von Proben, die in Stickstoffatmosphäre eingetrieben wurden und solchen, die in der sequentiellen Kodiffusion zusätzlich einer POCl_3 -Atmosphäre ausgesetzt waren, lässt sich zeigen, dass im Randbereich des aus borhaltigen Tinten gebildeten BSGs eine Unterdiffusion von mehreren Mikrometern stattfindet. Diese wird einerseits durch laterale Diffusion im Silizium und andererseits durch im flachen Randbereich der Tinte eindringende Phosphoratome erzeugt.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene industrierelevante Ansätze und Prozesse für hocheffiziente IBC-Solarzellen (*interdigitated back contact*) verfolgt. IBC-Solarzellen zeichnen sich dadurch aus, dass an der lichtzugewandten Seite der Solarzelle keine Metallkontakte vorhanden sind. Diese sind stattdessen auf alternierend dotierten Bereichen (*interdigitated*) auf der Rückseite angebracht. Bei Einsatz von Silizium mit hoher Diffusionslänge respektive Lebensdauer (monokristallin n-Typ), ergibt sich durch die nicht vorhandene Abschattung an der Vorderseite ein Gewinn in der Kurzschlussstromdichte j_{sc} gegenüber konventionellen Solarzellen. Die bei einer IBC-Solarzelle aufwändigere Strukturierung, die an der Rückseite notwendig ist, wird in vielen Fällen mit Photolithografie erzeugt. Der dabei nötige hohe Prozessaufwand (Belackern, Maskieren, Belichten und Entwickeln) behindert die Verbreitung dieser hocheffizienten Solarzellen. Das Ziel dieser Arbeit war deshalb, die für die Solarzelle relevanten Parameter und -räume zu identifizieren und die Möglichkeiten einer einfachen Strukturierung durch lokales Applizieren einer borhaltigen Tinte auszuloten.

Um die Physik der IBC-Solarzelle, deren Stromtransport sich gegenüber konventionellen Solarzellen grundlegend unterscheidet, zu erklären, wurden zunächst Simulationen mit umfassender geometrischer und elektrischer Parametervariation durchgeführt. Die geometrischen Eigenschaften sind bei diesem Solarzellentyp durch den Anteil der Bedeckung der Rückseite des Emitters α sowie der Gesamtlänge W_{Zelle} einer sich wiederholenden Struktur definiert und von essentieller Bedeutung für den Wirkungsgrad des Bauteils. Die nötigen Parameterräume für eine effiziente Solarzelle wurden für die einzelnen Regionen der Solarzelle (FSF, BSF, Emitter, Wafer) in Abhängigkeit von α und W_{Zelle} festgelegt und die auftretenden Verlustkanäle jeweils mittels FELA (nach Brendel *et al.* [10]) erläutert. Besonderer Fokus lag dabei auf der Entwicklung eines präzisen Serienwiderstandsmodells, für das in der Literatur keine umfassende Theorie existiert. Für die Methodik zur Bestimmung der Serienwiderstände wurde die FELA mit der Methode nach Palm und Vanderwiele [82], die genaue Auskunft über die Stromverteilung in der Solarzelle liefert, verknüpft. Damit konnte gezeigt werden, dass die Parallelschaltung von Wafer und FSF eine vernünftige Wahl ist und welchen Einfluss die Staupunkte („*current crowdings*“) auf den Widerstand im Wafer und den anderen Bereichen der Solarzelle besitzen. Im Vergleich mit den in der Photovoltaik gängigen linearen Gleichungen zur Serienwiderstandsberechnung konnten Abweichungen, die vor allem für eine hohe Emitterbedeckung an der Rückseite der Solarzelle bis zu 25% ausmachen können, erklärt werden. Ebenso konnte nachgewiesen werden, warum die Herangehensweise nach Yang *et al.* [83] den Fehler, der bei den linearen Gleichungen auftritt, nicht zwangsläufig reduziert und dass das Modell von Verlinden *et al.* [85] nur für den Serienwiderstandsbeitrag des Teils des Wafers, der mit Emitter bedeckt ist, gültig ist.

In einem weiteren Abschnitt wurden IBC-Solarzellen mit randseitigen Busbars diskutiert, wobei gezeigt wurde, dass randseitige Busbars eine Reduktion im Wirkungsgrad von bis zu

0,8%abs. (bei 125 mm Kantenlänge und 2 mm breiten Busbars) verursachen können. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein Multi-Busbar-Konzept für IBC-Solarzellen entwickelt. Für dieses wurden Machbarkeitsstudien durchgeführt und der erfolversprechendste Ansatz, der die Isolation gegenpoliger Bereiche mit einer Polymerschicht und die Kontaktierung der einzelnen Finger über einen leitfähigen Kleber auf Epoxidharzbasis vorsieht, in den Solarzellenprozess integriert.

Für eine einfachere Herstellung von IBC-Solarzellen wurden weiterhin borhaltige Tinten auf Basis von Sol-Gelen auf ihre Tauglichkeit (Dotiereffizienz, Stabilität, Sättigungsströme und Lebensdauer) geprüft. Es konnten Boremitter mit Oberflächenkonzentrationen $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und Schichtwiderstände von unter $20 \Omega/\text{sq}$ erreicht werden. Die Reproduzierbarkeit der Dotierprofile zeigte eine starke Abhängigkeit von der Luftfeuchtigkeit, der die Wafer vor der Diffusion ausgesetzt waren. Bei den für den Solarzellenprozess geforderten Schichtwiderständen von $60 \Omega/\text{sq}$ kam es während des Diffusionsprozesses zu der Bildung einer oberflächennahen borreichen Schicht (BRL), die ca. 50 nm in den Wafer ausgedehnt ist. Um dennoch niedrige Sättigungsströme zu erhalten, wurden die Wafer entweder nasschemisch mit dem EEB-Prozess ($\text{HF} + \text{HNO}_3 + \text{H}_2\text{O}$) zurückgeätzt oder einer Hochtemperaturoxidation ausgesetzt. Mit diesen Verfahren ließen sich Sättigungsströme von unter $40 \text{ fA}/\text{cm}^2$ erreichen. Um die für den Solarzellenprozess notwendige Lebensdauer im Wafer von mehreren Millisekunden zu erhalten wurde eine sequentielle Kodiffusion durchgeführt. Durch diese konnten Verunreinigungen, die durch die borhaltige Tinte bei der Diffusion in den Wafer gelangen können, mit Hilfe einer zusätzlichen Phosphordiffusion gettert (ausgeheilt) werden. Damit ließen sich Lebensdauern im Wafer von 2,9 ms auf $5 \Omega\text{cm}$ n-Typ FZ Silizium erreichen. Um diesen Schritt für den Solarzellenprozess nutzbar zu machen war es notwendig, dass das entstehende Borglas eine Barrierewirkung gegenüber Phosphor aufweist. Es konnte gezeigt werden, dass sich Phosphor unabhängig von den Eintreibzeiten nur in den obersten 100 nm des Emitters sammelt. Der dabei auftretende exponentielle Abfall der Phosphorkonzentration hat dazu geführt, dass nach Entfernen der BRL keine beeinträchtigende Phosphorkonzentration im Emitter vorhanden war und das Borglas somit eine ausreichende Diffusionsperme darstellt. Der Vorteil dieser Vorgehensweise war dabei, dass die mittels Tintenstrahl-druck aufgebrauchte Tinte einen Prozess darstellt, der ohne weitere Strukturierungsschritte zur Erzeugung von p- und n-dotierten Bereichen auskommt.

Die Ergebnisse der Solarzellen wurden anhand von jV-Daten, KPFM-Messungen und Simulationen analysiert und im Vergleich zu einem Referenzprozess, der auf dotierten CVD-Schichten ($\text{a-SiO}_x\text{N}_y\text{:B}$) basiert, diskutiert. Für die borhaltigen Tinten ließen sich Wirkungsgrade von ca. 15% erreichen (Referenzprozess 17,5%), wobei die Limitierung im Solarzellenprozess vorwiegend auf degradierende Lebensdauern zurückgeführt werden konnte. Es wurde nachgewiesen, dass dies nicht auf Verunreinigungen in der borhaltigen Tinte oder der Passivierung zurückzuführen ist, sondern beim Kontaktsintern vor der Verschaltung auftrat. Simulationen zeigten, dass ohne diesen Effekt mit dem vorgestellten Solarzellendesign Wirkungsgrade bis 20,6% erzielbar sein können. Durch weiterführende Analyse wurde herausgefunden, dass sich die

simultane Erzeugung der p- und n-dotierten Bereiche auf der Rückseite der Solarzelle negativ auf den Wirkungsgrad (ca. 2%abs.) auswirkt. Mit Hilfe des Modells von Min *et al.* [169] konnte anhand von Simulationen demonstriert werden, dass parasitäre Stromflüsse in defektreichen oberflächennahen Schichten zwischen den hoch n- und p-dotierten Bereichen die Ursache für genannte Reduktion der Effizienz, die sich in reduzierten Füllfaktoren (-2,3%abs.) und offenen Klemmspannungen (-22 mV) äußert, sein können. Diese ungewollten Sättigungsströme können entstehen, wenn Defekte aus dem oberflächennahen Teils des Phosphorprofils eine Störung der Raumladungszone (RLZ) hervorrufen und dort Ladungsträger lokal über die aus Phosphorpräzipitaten gebildeten Defektniveaus rekombinieren können. Um das Vorhandensein dieser defektreichen Schichten zu analysieren, wurde der Verlauf des oberflächennahen p-n-Übergangs für Proben, die mit borhaltiger Tinte bedruckt waren und unterschiedlich diffundiert wurden, mittels KPFM-Messungen quantifiziert. Daraus entstand ein Modell für den Diffusionsprozess an der Grenzschicht zwischen borhaltiger Tinte, die unter Temperatureinwirkung ein Borglas (BSG) bildet, und dem Phosphorsilikatglas (PSG). Damit wurde nachgewiesen, dass Phosphor in den Randbereichen einer mittels Tintenstrahl gedruckten Linie aus borhaltiger Tinte bis zu 3 μm lateral und vertikal eindiffundiert und dies zur Bildung von kompensierten oder überkompensierten Bereichen am Übergang zwischen den hochdotierten n- und p-Bereichen führt.

8 Ausblick

Generell wird bei IBC-Solarzellen ein Prozess benötigt, der eine effektive Lebensdauer von mehreren Millisekunden stabil garantieren kann. Während der Herstellung der Solarzellen hatte sich herausgestellt, dass sich mit allen einzelnen Prozessen zwar stabil hohe Lebensdauern (> 1 ms auf $5 \Omega\text{cm}$ n-Typ Si) erreichen lassen, die Kombination mehrerer (Hochtemperatur-)Prozesse aber in Abhängigkeit der Qualität der Ausgangswafer (Cz und FZ) zu einer recht breiten Streuung führen kann. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, Designaspekte auf separaten, einfacher herzustellenden Teststrukturen gezielt zu optimieren und erst in einem weiteren Schritt wieder in den Prozess zu integrieren. Zur Optimierung der elektronischen Qualität der oberflächennahen p-n-Übergänge (vgl. Abschnitt 6.3.3) wurden daher mit Engelhardt und Dupuis Teststrukturen entwickelt, bei denen einzelne p-n-Übergänge gezielt untersucht werden können. Der Vorteil davon ist, dass sowohl die Dunkelkennlinie und durch gezielte Beleuchtung über eine mikrometergenau ausgerichtete Schattenmaske die Hellkennlinie für verschiedene Prozessfolgen präzise vermessen werden kann. Gleichzeitig können auf der Teststruktur durch jeweils auf den p- und n-Bereichen angebrachte TLM-Felder Kontaktwiderstände der spezifischen Struktur extrahiert werden. Dies eröffnet Möglichkeiten zur Optimierung, beispielsweise indem die oberflächennahe Dotierung der Wafer bei ausreichender Kontaktqualität gesenkt wird und sich somit weniger Defekte in Oberflächennähe einbauen.

Insbesondere sollte der Fokus darauf gelegt werden, den in Abschnitt 5.4.5 vorgestellten Prozess des EEB weiter untersuchen. Es ist bekannt, dass die Ätzgeschwindigkeit der EEB selektiv auf die Dotierung reagiert [176]. Dieser Umstand könnte genutzt werden, das BSF-Profil und das FSF-Profil gleichzeitig auf $150 \Omega/\text{sq}$ zurückzuätzen, während auf dem (p-Typ) Emitter in derselben Ätzlösung nur die BRL entfernt wird. Dass dies prinzipiell möglich ist, wurde bereits zusammen mit Kohberger [164] gezeigt. Für die weitere Optimierung sollte in einem nächsten Schritt die Phosphordiffusion flacher und mit möglichst wenig Defekten eingetrieben und die EEB-Lösung für eine möglichst hohe Ätzrate an n-Typ Silizium optimiert werden. Damit ließen sich wahrscheinlich defektfreie alternierende p-n-Übergänge auf der Rückseite der Solarzelle erzeugen, ohne dass eine intrinsische Lücke zwischen beiden notwendig ist.

Bei der Weiterentwicklung von borhaltigen Dotiermitteln sollte der Ansatz über eine borhaltige Paste (gelierte Tinte) verfolgt werden, da die chemischen Eigenschaften der Benetzung eher so eingestellt werden können, dass die Oberfläche auch bei raueren bzw. texturierten Bereichen komplett bedeckt ist. Insbesondere bei gleichzeitiger Anwendung einer Barriere (z.B. [98]) als randseitige Begrenzung eines Emitterfingers wird erwartet, dass sich einerseits kein parasitärer Übergang entwickelt und andererseits die Paste leichter dahingehend optimiert werden kann, dass sie texturierte Oberflächen komplett benetzen und somit einen flächig homogenen Emitter mit hoher Reproduzierbarkeit erzeugen kann. Das Ziel ist dabei, den Emitter auf

rauen Oberflächen flächig und ohne lokale Defekte aufzubringen, dass der Einsatz von siebdruckbaren Metallisierungspasten, deren Kontaktqualität auf texturierten Oberflächen vielfach erprobt und bewährt ist, möglich werden kann.

Schließlich ist eine Prozessanpassung bei der Diffusion vonnöten, um die ungewollte Ausdiffusion von Boratomen während des Eintreibeprozesses entweder zu unterbinden oder die borhaltige Mikroatmosphäre, die zwischen zwei Wafern entsteht, stark zu verdünnen. Ansätze dazu können mit modernen Diffusionsöfen, die über eine Pumpe am Gasauslass verfügen und damit Unterdruck in der Quarzglasröhre erzeugen können, verfolgt werden.

9 Appendix A

Das Konzept des Ersatzwiderstands wird exemplarisch anhand des effektiven Fingerwiderstands erläutert.

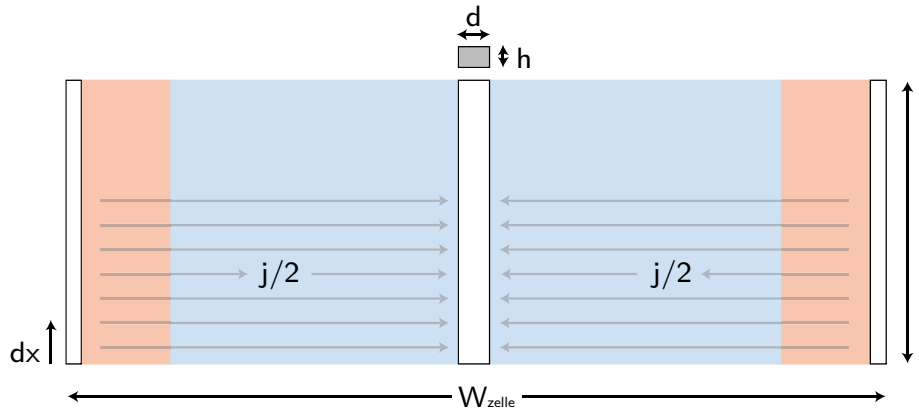


Abbildung 9.1: Schematisch dargestellt ist die Einheitszelle, aus der Strom an einem Finger gesammelt wird. In Rot dargestellt ist der halbe Basisanteil, in Blau der Emitter. Auf den jeweiligen Bereichen sind die Finger eingezeichnet, wobei die Einheitszelle bedingt, dass die randseitigen Finger jeweils die halbe Dicke besitzen.

Der Strom I , der in Abhängigkeit der Fingerlänge x und der Einheitszellenbreite W_{Zelle} eingesammelt wird, ergibt sich zu:

$$I(x) = j \cdot W_{Zelle} \cdot x \quad (9.1)$$

Der differentielle Widerstand über den spezifischen Widerstand ρ des Fingermaterials und der Querschnittsfläche des Fingers A_{Finger} ausgedrückt ist:

$$dR = \frac{\rho \cdot dx}{A_{Finger}} \quad (9.2)$$

Damit lässt sich die Verlustleistung ausdrücken als:

$$P_{eff} = \int I^2 \cdot dR = j^2 \cdot W_{Zelle}^2 \frac{\rho}{A_{Finger}} \int_0^l x^2 \cdot dx \quad (9.3)$$

Normiert auf den effektiven Widerstand lässt sich dieser schreiben als:

$$R_{eff} = \frac{P_{eff}}{j^2 A_{Finger}} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\rho \cdot l^2 \cdot W_{Zelle}}{A_{Finger}} \quad (9.4)$$

10 Appendix B

Um das KPFM-Signal interpretieren zu können, werden in diesem Anhang die grundlegenden Einflüsse auf das Messsignal anhand der Oberflächenphysik von Halbleitern beschrieben (detaillierte Beschreibung in [177; 178; 179; 135]). Ergänzt werden die Ergebnisse durch eine Simulation, bei der Oberflächenladungen flächig über einem p-n-Übergang aufgebracht werden und damit die Austrittsarbeit an der Oberfläche so stark ändern können, dass die mit dem KPFM gemessene Differenz zwischen den Austrittsarbeiten im p- und n-Bereich erheblich verändern kann.

Bei der Beschreibung des Übergangs eines kristallinen Halbleiters zu einem anderen Medium, beispielsweise Luft, wird zwischen der oberflächennahen Ladungszone, der Oberflächenphotospannung und auftretenden Dipolladungen unterschieden.

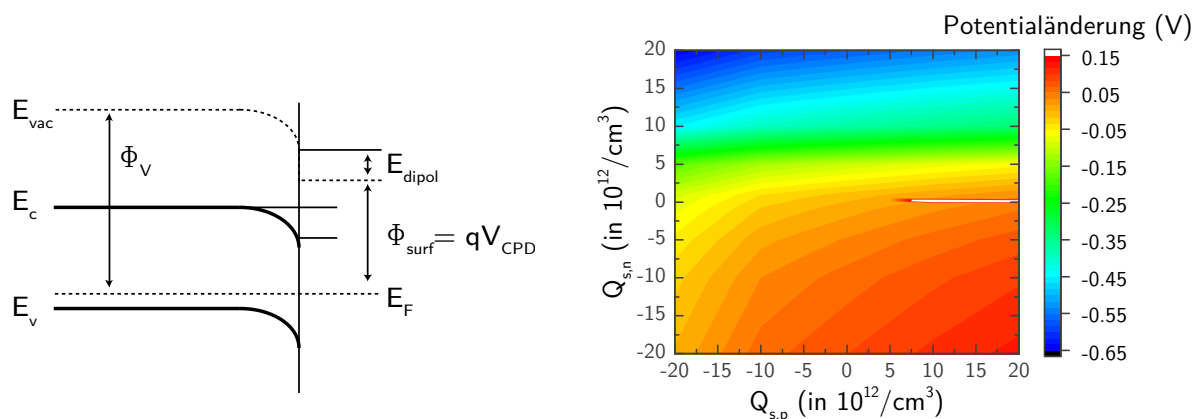


Abbildung 10.1: Links: Verringerung der Austrittsarbeit an der Oberfläche eines Siliziumkristalls durch die SSCR und Oberflächenindipole. Rechts: Einfluss von Ladungen (z.B. durch polare Wassermoleküle) an der Oberfläche eines Siliziumkristalls auf die Signalstärke zwischen aneinander liegenden p- und n-Bereichen.

Oberflächennahe Ladungszone (*surface space charge region, SSCR*):

Auf Grund von Abweichungen der Kristallsymmetrie, ungesättigten Atombindungen, spontanen Umlagerungen von Atomen oder Einlagerungen von Fremdatomen an der Oberfläche des Kristalls können sich lokale geladene Zustände in der Bandlücke ausbilden. Das Vorhandensein dieser Zustände induziert einen Ladungsausgleich zwischen Volumen und der Oberfläche bis sie wieder im thermischen Gleichgewicht sind. Durch den Ladungsausgleich entsteht eine RLZ und daher ein elektrisches Feld, das zu einer Bandverbiegung an der Oberfläche führt. Die lokalen fixen Ladungen werden von freien Ladungsträgern aus dem Volumen besetzt und daher wird angenommen, dass sich die Ladungsträgerdichte an der Oberfläche ebenfalls ändert und in den drei Konfigurationen Akkumulation, Verarmung und Inversion vorliegen kann [135].

Dipolladungen:

Im idealen Kristall werden die Elektronen durch Blochwellen als Lösung der Wellengleichung mit periodischem Potential beschrieben. An der Oberfläche des Kristalls ist diese periodische

Randbedingung nicht mehr gegeben, was zu einer nicht verschwindenden Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen außerhalb des Kristalls führt. Diese Ladungsakkumulation induziert Dipole an der Oberfläche, die wiederum die Ladungsträgerdichte im Kristall an der Oberfläche verändern und somit eine zusätzliche Bandverbiegung hervorrufen können [180], [181]. SSCR und Dipolladungen sind in Abbildung 10.1 links beide schematisch im Banddiagramm ersichtlich.

Oberflächenphotospannung:

Da das Messprinzip des KPFM auf einem auf den Kantilever gerichteten Laser ($\lambda < 1100 \text{ nm}$) beruht, und der Laserspot im Allgemeinen größer als der Kantilever ist, ist davon auszugehen, dass direkte oder Streustrahlung auf den darunter liegenden Halbleiter trifft. Dies hat, wie im normalen Betrieb der Solarzelle, die Generation und Trennung von Ladungsträgern zur Folge, die sich in den jeweiligen Schichten anlagern und wiederum zu einer Veränderung des Oberflächenpotentials führen können. Dieser Effekt kann mit einer am Messaufbau für die Beleuchtung gedachten Halogenlampe zusätzlich verstärkt werden, um die Signalamplitude der KPFM ggf. zu verbessern [181].

Extern induzierte Dipolladungen:

Da die KPFM-Messungen im vorhandenen Versuchsaufbau bei Raumtemperatur durchgeführt werden können, ist es möglich, dass sich Moleküle aus der Raumluft (z.B. Wassermoleküle) an das Substrat anlagern und das Messsignal verändern können. Ein weiterer Effekt können zu große Spannungen zwischen Spitze und Probe sein [149]. Beide Effekte können eine Bandverbiegung induzieren. Dies kann durch eine Simulation mit verschiedenen Grenzflächenladungen jeweils auf dem p- und n-Typ Silizium (in Abbildung 10.1 rechts) beschrieben werden. Für die Simulation (TCAD Sentaurus) sind sowohl negative als auch positive Ladungen im Bereich von 10^{11} bis $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ als fixe Grenzflächenladungen $Q_{s,n/p}$ aufgebracht und die Differenz der Fermienergie einer oberflächennahen Schicht zwischen p- und n-Typ Silizium relativ zur Bandlücke in Silizium ($\Delta E_G \sim 1,1 \text{ eV}$) dargestellt. Die Differenz der Fermienergie ist dabei äquivalent zur Differenz der Austrittsarbeiten, da die Elektronenaffinitäten von p- und n-Typ Silizium gleich sind und entspricht somit einer Änderung der V_{CPD} in Gleichung (5.12) bei der KPFM-Messung. Abbildung 10.1 (rechts) zeigt, dass das Signal maßgeblich von den aufgetragenen Ladungen abhängen kann, im Extremfall für stark positive Ladungen im n-Bereich und stark negative Ladungen im p-Bereich ist es sogar möglich, dass sich das Vorzeichen des Signals ändert. Daher ist die Sauberkeit der Probenoberfläche absolut notwendig (s. auch [138]) und die Atmosphärenbedingungen in der Messkammer sollten möglichst konstant sein. Die Form und Lage des Signals ist i.A. reproduzierbar, die Amplitude hängt bei Messungen an der Raumluft von den Außenbedingungen ab.

11 Literaturverzeichnis

- [1] BP, "BP statistical review of world energy june 2016", 2016,
<http://www.bp.com/content/dam/bp/pdf/energy-economics/statistical-review-2016/bp-statistical-review-of-world-energy-2016-electricity.pdf>.
- [2] BDEW, "Anteil Erneuerbarer Energieträger an der Bruttostromerzeugung in Deutschland im Jahr 2015",
<http://de.statista.com/statistik/daten/studie/171368/umfrage/struktur-der-bruttostromerzeugung-durch-erneuerbare-energien-in-deutschland/>.
- [3] A. SHARMA, "Top solar power industry trends 2015", 2015,
https://www.ihs.com/pdf/Top-Solar-Power-Industry-Trends-for-2015_213963110915583632.pdf.
- [4] T. KINOSHITA et al., "The approaches for high efficiency HIT™ solar cell with very thin (<100 μm) silicon wafer over 23%", *26th EUPVSEC* (Hamburg, 2011), S. 871-874,
<http://dx.doi.org/10.4229/26thEUPVSEC2011-2AO.2.6>.
- [5] D. SMITH et al., "Toward the practical limits of silicon solar cells", *IEEE Journal of Photovoltaics* **4** (2014), S. 1465-1469,
<http://dx.doi.org/10.1109/JPHOTOV.2014.2350695>.
- [6] A. W. BLAKERS et al., "22.8-percent efficient silicon solar-cell", *Applied Physics Letters* **55** (1989), S. 1363-1365,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.101596>.
- [7] ITRPV, "International technology roadmap for photovoltaic", 2016,
<http://www.itrpv.net/.cm4all/iproc.php/ITRPV%20Seventh%20Edition%20Vers%20202.pdf?cdp=a>.
- [8] PVINSIGHTS.COM,
<http://pvinsights.com/>.
- [9] "IHS: PERC- und n-type-Technologie gewinnen zunehmend an Bedeutung", *pV magazine*.

- [10] R. BRENDDEL et al., "Theory of analyzing free energy losses in solar cells", *Applied Physics Letters* **93** (2008), S. 1735031-1735033, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3006053>.
- [11] J. NELSON, *The physics of solar cells* (Imperial College Press, 2003).
- [12] F. THUSELT, *Physik der Halbleiterbauelemente* (Springer, Berlin, 2005).
- [13] S.M. SZE UND N. KWOK, *Physics of semiconductor devices* (Wiley, Hoboken, 2007).
- [14] A. ABERLE, *Crystalline silicon solar cells* (UNSW, Rhodes New South Wales, 1999).
- [15] "Photovoltaic devices - Part 3: Measurement principles for terrestrial photovoltaic (PV) solar devices with reference spectral irradiance data", *IEC60904-3(Ed. 2)* (2008).
- [16] A. GÖTZBERGER et al., *Sonnenenergie: Photovoltaik* (Teubner, Stuttgart, 1997).
- [17] M. A. GREEN, *Silicon solar cells - advanced principles & practice* (UNSW, Sydney, 1995).
- [18] G. MICARD UND G. HAHN, "Free energy loss analysis decomposition of the power voltage characteristic of an interdigitated back contact solar cell", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 1267-1271, <http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2BV.8.55>.
- [19] S. REIN, *Lifetime spectroscopy* (Springer, Berlin, 2005).
- [20] P. WÜRFEL, *Physics of solar cells from principles to new concepts* (Wiley-VCH, Weinheim, 2005).
- [21] H. SCHLANGENOTTO et al., "Temperature dependence of the radiative recombination coefficient in silicon", *Physica Status Solidi* **21** (1974), S. 357-367, <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.2210210140>.
- [22] G. LASHER UND F. STERN, "Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors", *Physical Review* **133** (1964), S. 553-563, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.133.A553>.

- [23] J. DZIEWIOR UND W. SCHMID, "Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon", *Applied Physics Letters* **31** (1977), S. 346-348,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.89694>.
- [24] R. SINTON UND R. SWANSON, "Recombination in highly injected silicon", *IEEE Transactions on Electron Devices* **34** (1987), S. 1380-1389,
<http://dx.doi.org/10.1109/T-ED.1987.23095>.
- [25] P. P. ALTERMATT et al., "Assessment and parameterisation of coulomb-enhanced Auger recombination coefficients in lowly injected crystalline silicon", *Journal of Applied Physics* **82** (1997), S. 4938-4944,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.366360>.
- [26] M. KERR UND A. CUEVAS, "General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon", *Journal of Applied Physics* **91** (2002), S. 2473-2480,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1432476>.
- [27] A. RICHTER et al., "Improved quantitative description of Auger recombination in crystalline silicon", *Physical Review B* **86** (2012),
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.86.165202>.
- [28] W. SHOCKLEY UND W. READ, "Statistics of the recombinations of holes and electrons", *Physical Review* **87** (1952), S. 835-842,
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.87.835>.
- [29] R. HALL, "Electron-hole recombination in germanium", *Physical Review* **87** (1952), S. 387,
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.87.387>.
- [30] PVLIGHTHOUSE,
["https://www2.pvlighthouse.com.au/calculators/Recombination%20calculator/Recombination%20calculator.aspx"](https://www2.pvlighthouse.com.au/calculators/Recombination%20calculator/Recombination%20calculator.aspx), 2016.
- [31] W. EADES UND R. SWANSON, "Calculation of surface generation and recombination velocities at the Si-SiO₂ interface", *Journal of Applied Physics* **58** (1985), S. 4267-4276,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.335562>.

- [32] A. SPROUL, "Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors", *Journal of Applied Physics* **76** (1994), S. 2851-2854,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.357521>.
- [33] J. SCHMIDT UND A. ABERLE, "Accurate model for the determination of bulk minority-carrier lifetimes of mono- and multicrystalline silicon wafers", *Journal of Applied Physics* **81** (1997), S. 6186-6199,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.364403>.
- [34] Persönliche Kommunikation mit G. Micard und P. Keller.
- [35] A. ARMIGLIATO et al., "SiP precipitation within the doped silicon lattice, concomitant with phosphorus predeposition", *Journal of Applied Physics* **47** (1976), S. 5489,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.322549>.
- [36] S. SOLMI et al., "Dopant and carrier concentration in Si in equilibrium with Monoclinic SiP Precipitates", *Physical Review B* **53** (1996), S. 7836-7841,
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.53.7836>.
- [37] A. BENTZEN et al., "Understanding phosphorus emitter diffusion in silicon solar cell processing", *21st EUPVSEC* (Dresden, 2006), S. 1388-1391.
- [38] R. JACCODINE, "Precipitates formed by high-concentration phosphorus diffusion in silicon", *Journal of Applied Physics* **39** (1968), S. 3105-3108,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1656741>.
- [39] E. ANTONCIK, "The influence of the solubility limit on diffusion of phosphorus and arsenic into silicon", *Applied Physics A* **58** (1994), S. 117-123,
<http://dx.doi.org/10.1007/BF00332167>.
- [40] A. SCHENK, "Finite-temperature full random-phase approximation model of band gap narrowing for silicon device simulation", *Journal of Applied Physics* **84** (1998), S. 2296-2301,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.368545>.
- [41] D. YAN UND A. CUEVAS, "Empirical determination of the energy band gap narrowing in highly doped n⁺ silicon", *Journal of Applied Physics* **114** (2013),
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4816694>.

- [42] M. RAUER et al., "Incomplete ionization of aluminum in silicon and its effect on accurate determination of doping profiles", *Journal of Applied Physics* **114** (2013), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4833242>.
- [43] F. HUSTER UND G. SCHUBERT, "ECV doping profile measurements of aluminium alloyed back surface fields", *20th EUPVSEC* (Barcelona, 2005), S. 1462-1466.
- [44] A. DASTGHEIB-SHIRAZI et al., "Relationships between diffusion parameters and phosphorus precipitation during the POCl₃ diffusion process", *Energy Procedia* **38** (2013), S. 254-262, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2013.07.275>
- [45] A. METZ et al., "Industrial high performance crystalline silicon solar cells and modules based on rear surface passivation technology", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **120** (2014), S. 417-425, <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2013.06.025>.
- [46] TRINA, "Trina solar announces new efficiency record of 22.13% for mono-crystalline silicon solar cell", 2015, <http://ir.trinasolar.com/phoenix.zhtml?c=206405&p=irol-newsArticle&ID=2122938>.
- [47] PANASONIC, "Panasonic HIT® solar cell achieves world's highest energy conversion efficiency of 25.6% at research level", 2014, <http://news.panasonic.com/global/press/data/2014/04/en140410-4/en140410-4.html>.
- [48] KANEKA, "World's highest conversion efficiency of 26.33% achieved in a crystalline silicon solar cell", http://www.kaneka.co.jp/kaneka-e/images/topics/1473811995/1473811995_101.pdf.
- [49] R. BOCK et al., "Formation of aluminum-oxygen complexes in highly aluminum-doped silicon", *Semiconductor Science and Technology* **25** (2010), S. 1050071-1050074, <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/25/10/105007>.
- [50] D. SOMMER, *Entwicklung und Charakterisierung von Emitterschichten für Heterosolarzellen auf der Basis von kristallinen Silizium* (2011).

- [51] R. M. SWANSON et al., "Point-contact silicon solar-cells", *IEEE Transactions on Electron Devices* **31** (1984), S. 661-664,
<http://dx.doi.org/10.1109/T-Ed.1984.21586>.
- [52] E. FRANKLIN et al., "Fabrication and characterization of a 24.4% efficient IBC cell", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 666 - 671,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2EO.1.1>.
- [53] C. REICHEL et al., "Back-contacted back-junction n-type silicon solar cells featuring an insulating thin film for decoupling charge carrier collection and metallization geometry", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **21** (2012), S. 1063-1076,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.2204>.
- [54] ISFH, "22.1 % cell efficiency for large area industrial ion implanted IBC cells", 2013,
http://www.isfh.de/institut_solarforschung/ionenimplantierte-ibc-zellen.php?_l=1.
- [55] J. H. ZHAO et al., "High-efficiency PERL and PERT silicon solar cells on FZ and MCZ substrates", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **65** (2001), S. 429-435,
[http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248\(00\)00123-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(00)00123-9).
- [56] V. W. ROOSBROECK, "Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductor", *Bell Labs Technical Journal* **29** (1950), S. 560-607,
<http://dx.doi.org/10.1002/j.1538-7305.1950.tb03653.x>.
- [57] J. S. BLAKEMORE, *Semiconductor statistics* (Pergamon Press, Oxford, 1962).
- [58] S. CHANDRASEKHAR, "Stochastic problems in physics and astronomy", *Reviews of Modern Physics* **15** (1943), S. 1-89,
<http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.15.1>.
- [59] SYNOPSYS, *Senaurus device user guide* (Synopsys Inc., Mountain View, 2013).
- [60] N. BRINKMANN, "Analyse der elektrischen, optischen und strukturellen Eigenschaften von Emitter und TCO Schichten für kristalline Silizium-Heterosolarzellen", Dissertation, Konstanz, 2014.

- [61] N. BRINKMANN et al., "Free energy loss analysis of heterojunction solar cells", *Physica Status Solidi RRL* **7** (2013), S. 322–325, <http://dx.doi.org/10.1002/pssr.201307080>.
- [62] A. FREY et al., "Investigation of fill factor losses on 20.2% efficient n-type mono-like silicon solar cells with laser contact opening", *Physica Status Solidi RRL* **10** (2015), S. 143–147, <http://dx.doi.org/10.1002/pssr.201510334>.
- [63] P. P. ALTERMATT et al., "Reassessment of the intrinsic carrier density in crystalline silicon in view of band-gap narrowing", *Journal of Applied Physics* **93** (2003), S. 1598-1604, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1529297>.
- [64] R. BRENDEL, "Sunrays: a versatile ray tracing program for the photovoltaic community", *12th EUPVSEC* (1994), S. 1339-1342.
- [65] K. R. MCINTOSH UND S. C. BAKER-FINCH, "OPAL 2: Rapid optical simulation of silicon solar cells", *38th IEEE PVSC* (2012), S. 265-271, <http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.2012.6317616>.
- [66] D. KLAASEN, "A unified mobility model for device simulation - I. model equations and concentration dependence", *Solid-State Electronics* **35** (1992), S. 953-959, [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(92\)90326-8](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(92)90326-8).
- [67] M. RÜDIGER et al., "Effect of incomplete ionization for the description of highly aluminum-doped silicon", *Journal of Applied Physics* **110** (2011), S. 0245081-0245087, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3603043>.
- [68] S. KLUSKA et al., "Characterisation and modeling of back-contact back-junction silicon solar cells", *24th EUPVSEC* (Hamburg, 2009), S. 950-954, <http://dx.doi.org/10.4229/24thEUPVSEC2009-2AO.2.5>.
- [69] V. MERTENS et al., "The buried emitter solar cell concept: interdigitated back-junction structure with virtually 100% emitter coverage of the cell area", *24th EUPVSEC* (Hamburg, 2009), S. 934-936, <http://dx.doi.org/10.4229/24thEUPVSEC2009-2AO.2.1>.

- [70] A. CUEVAS UND D. YAN, "Misconceptions and misnomers in solar cells", *IEEE Journal of Photovoltaics* **3** (2013), S. 916-923,
<http://dx.doi.org/10.1109/Jphotov.2013.2238289>.
- [71] A. FELL et al., "Input parameters for the simulation of silicon solar cells in 2014", *IEEE Journal of Photovoltaics* **5** (2015), S. 1250-1263,
<http://dx.doi.org/10.1109/JPHOTOV.2015.2430016>.
- [72] A. MERKLE et al., "High efficient fully ion-implanted, co-annealed and laser-structured back junction back contacted solar cells", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 954-958,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2AV.2.61>.
- [73] L. CHIA-LUNG et al., "Large area high efficient back-junction back-contact silicon solar cells with industrial process", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 816-820,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2AV.2.3>.
- [74] C. REICHEL et al., "Back-contacted back-junction n-type silicon solar cells featuring an insulating thin film for decoupling charge carrier collection and metallization geometry", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **21** (2013), S. 1063-1076,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.2204>.
- [75] S. SINGH et al., "Process development on photolithography free IBC solar cells", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 672-675,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2EO.1.2>.
- [76] R. KEDING et al., "Co-diffused back-contact back-junction silicon solar cells", *28th EUPVSEC* (2013), S. 961-966,
<http://dx.doi.org/10.4229/28thEUPVSEC2013-2CO.3.5>.
- [77] T. LÜDER, "Passivierung von kristallinem Silizium mit Aluminiumoxid-Dünnschichten für Solarzellenanwendungen", Dissertation, Konstanz, 2014.
- [78] M. LAMERS et al., "Interface properties of a-SiN_x:H/Si to improve surface passivation", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **120** (2012), S. 17-21,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2012.06.025>

- [79] B. E. DEAL et al., "Characteristics of the surface-state charge (Q_{ss}) of thermally oxidized silicon", *Journal of Electrochemic Society: Solid State Science* **114** (1967), S. 266-274,
<http://dx.doi.org/10.1149/1.2426565>.
- [80] K. RÜHLE et al., "Passivation layers for indoor solar cells at low irradiation intensities", *Energy Procedia* **27** (2012), S. 406-411,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2012.07.085>.
- [81] Y. SCHIELE et al., "Co-diffused APCVD boron rear emitter with selectively etched-back FSF for industrial n-type Si solar cells", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 821-824,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2AV.2.4>.
- [82] E. PALM UND F. VANDEWIELE, "Current lines and accurate contact current evaluation in 2-D numerical-simulation of semiconductor-devices", *IEEE Transactions on Electron Devices* **32** (1985), S. 2052-2059,
<http://dx.doi.org/10.1109/T-Ed.1985.22238>.
- [83] Y. YANG et al., "Analysis of series resistance of industrial crystalline silicon solar cells by numerical simulations and analytical modelling", *28th EUPVSEC* (Paris, 2013), S. 1558-1561,
<http://dx.doi.org/10.4229/28thEUPVSEC2013-2CV.3.24>.
- [84] M. A. GREEN, *Solar cells - operating principles, technology and system applications* (UNSW, 1998).
- [85] P. J. VERLINDEN et al., "Simple power-loss analysis method for high-efficiency interdigitated back contact (IBC) silicon solar cells", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **106** (2012), S. 37-41,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2012.06.008>.
- [86] M. WOLF UND H. RAUSCHENBACH, "Series resistance effects on solar cell measurements", *Advanced Energy Conversion* **3** (1963), S. 455-479,
[http://dx.doi.org/10.1016/0365-1789\(63\)90063-8](http://dx.doi.org/10.1016/0365-1789(63)90063-8).
- [87] K. R. MCINTOSH, "Lumps, humps and bumps: Three detrimental effects in the current-voltage curve of silicon solar cells", Dissertation, UNSW, 2001.

- [88] M. J. KERR et al., "Generalized analysis of quasi-steady-state and transient decay open circuit voltage measurements", *Journal of Applied Physics* **91** (2002), S. 399-404,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1416134>.
- [89] K. C. FONG et al., "Accurate series resistance measurement of solar cells", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **21** (2013), S. 490-499,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.1216>.
- [90] H. MÄCKEL et al., "Analytical models for the series resistance of selective emitters in silicon solar cells including the effect of busbars", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **23** (2015), S. 135-149,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.2403>.
- [91] G. MICARD UND G. HAHN, "Discussion and simulation about the evaluation of the emitter series resistance", *28th EUPVSEC* (2013), S. 815-821,
<http://dx.doi.org/10.4229/28thEUPVSEC2013-2BO.2.5>.
- [92] B. GELMONT UND M. SHUR, "Spreading resistance of a round ohmic contact", *Solid-State Electronics* **36** (1993), S. 143-146,
[http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(93\)90132-A](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(93)90132-A).
- [93] H. BENEKING, *Halbleiter-Technologie* (Teubner, Stuttgart, 1991).
- [94] H. MEHRER, *Diffusion in solids* (Springer, Berlin, 2007).
- [95] B. RAABE et al., "The development of etch-back processes for industrial silicon solar cells", *25th EUPVSEC* (Valencia, 2010), S. 1174-1178,
<http://dx.doi.org/10.4229/25thEUPVSEC2010-2AO.3.5>.
- [96] Y. LI et al., "Nanoparticle inks for solar cells", (WO2012075394 A1, 2012).
- [97] A. SPRIBILLE et al., "Dispensing of etching paste and inkjetting of diffusion barrier for MWT solar cell processing", *25th EUPVSEC* (Valencia, 2010), S. 2654-2658,
<http://dx.doi.org/10.4229/25thEUPVSEC2010-2DV.1.74>.
- [98] I. KÖHLER et al., "New inkjet solution for direct printing of local diffusion barriers on solar cells", *23rd EUPVSEC* (Valencia, 2008), S. 1352-1356,
<http://dx.doi.org/10.4229/23rdEUPVSEC2008-2CV.4.6>.

- [99] D. STUWE et al., "Inkjet technology for crystalline silicon photovoltaics", *Advanced Materials* **27** (2015), S. 599-626,
<http://dx.doi.org/10.1002/adma.201403631>.
- [100] J. SALAMI et al., "Diffusion paste development for printable IBC and bifacial silicon solar cells", *IEEE Journal of Photovoltaics* **2** (2006), S. 1323-1325,
<http://dx.doi.org/10.1109/WCPEC.2006.279674>.
- [101] M. EDWARDS et al., "Screen-print selective diffusions for high-efficiency industrial silicon solar cells", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **16** (2008), S. 31-45,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.771>.
- [102] F. RECARD et al., "Screen printed boron emitters for solar cells", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **91** (2007), S. 897-902,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2007.02.005>.
- [103] S. BARTH et al., "19.4 efficient bifacial solar cell with spin-on boron diffusion", *Energy Procedia* **38** (2013), S. 410-415,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2013.07.297>.
- [104] Y. SCHIELE et al., "Contacting and recombination analysis of boron emitters via etch-back for advanced n-type Si solar cells", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 825-829,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2AV.2.5>.
- [105] S. FRITZ et al., "Influence of emitter properties on contact formation to p⁺ silicon", *Energy Procedia* **38** (2013), S. 720-724,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2013.07.338>.
- [106] Y. SCHIELE et al., "Etch-back of p⁺ structures for selective boron emitters in n-type c-Si solar cells", *Energy Procedia* **55** (2014), S. 295-301,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2014.08.086>.
- [107] R. LAGO et al., "Screen printing metallization of boron emitters", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **18** (2010), S. 20-27,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.933>.

- [108] N. N. TOAN, "Spin-on glass materials and applications in advanced IC technologies", Dissertation, Universität Twente, 1999.
- [109] S. GLOGER, "Funktionale Schichten aus plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung für kristalline Siliziumsolarzellen", Dissertation, Universität Konstanz, 2015.
- [110] R. FAIR UND J. TSAI, "A quantitative model for the diffusion of phosphorus in silicon and the emitter dip effect", *Journal of the Electrochemical Society* **124** (1977), S. 1107,
<http://dx.doi.org/10.1149/1.2133492>.
- [111] S. M. HU UND T. H. YEH, "Approximate theory of emitter-push effect", *Journal of Applied Physics* **40** (1969), S. 4615-4620,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1657240>.
- [112] P. M. FAHEY et al., "Point-defects and dopant diffusion in silicon", *Reviews of Modern Physics* **61** (1989), S. 289-384,
<http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.61.289>.
- [113] D. MACDONALD UND L. J. GEERLIGS, "Recombination activity of interstitial iron and other transition metal point defects in p- and n-type crystalline silicon", *Applied Physics Letters* **85** (2004), S. 4061-4063,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1812833>.
- [114] J. JOURDAN et al., "Formation of boron-doped region using spin-on dopant: Investigation on the impact of metallic impurities", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **16** (2008), S. 379-387,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.818>.
- [115] B. CHHABRA et al., "High effective minority carrier lifetime on silicon substrates using quinhydrone-methanol passivation", *Applied Physics Letters* **96** (2010), S. 063502,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.3309595>.
- [116] H. TAKATO et al., "Quinhydrone/methanol treatment for the measurement of carrier lifetime in silicon substrates", *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters* **41** (2002), S. L870-L872,
<http://dx.doi.org/10.1143/Jjap.41.L870>.

- [117] R. SINTON, *WCT-120 photoconductance lifetime tester and optional suns-voc stage user manual* (Sinton Consulting, Boulder, USA, 2006).
- [118] A. A. ISTRATOV et al., "Iron and its complexes in silicon", *Applied Physics A - Materials Science & Processing* **69** (1999), S. 13-44,
<http://dx.doi.org/10.1007/s003390050968>.
- [119] D. V. LANG, "Deep-level transient spectroscopy - new method to characterize traps in semiconductors", *Journal of Applied Physics* **45** (1974), S. 3023-3032,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1663719>.
- [120] G. ZOTH UND W. BERGHOLZ, "A fast, preparation-free method to detect iron in silicon", *Journal of Applied Physics* **67** (1990), S. 6764-6771,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.345063>.
- [121] D. H. MACDONALD et al., "Iron detection in crystalline silicon by carrier lifetime measurements for arbitrary injection and doping", *Journal of Applied Physics* **95** (2004), S. 1021-1028,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1637136>.
- [122] P. KARZEL, "Analysis and reduction of lifetime defects in multicrystalline silicon", Dissertation, Universität Konstanz, 2014.
- [123] A. BENTZEN et al., "Gettering of transition metal impurities during phosphorus emitter diffusion in multicrystalline silicon solar cell processing", *Journal of Applied Physics* **99** (2006), S. 093509,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.2194387>.
- [124] D. MACDONALD et al., "Phosphorus gettering in multicrystalline silicon studied by neutron activation analysis", *29th IEEE PVSC* (New Orleans, 2002), S. 285-288,
<http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.2002.1190514>.
- [125] A. VAN DER HEIDE et al., "Locating losses due to contact resistance, shunts and recombination by potential mapping with the corescan", *12th NREL Workshop* (Breckenridge, 2002), S. 116-123.
- [126] J. ENGELHARDT et al., "Passivating boron silicate glasses for co-diffused high-efficiency n-type silicon solar cell application", *Applied Physics Letters* **107** (2015),
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4927667>.

- [127] J. ENGELHARDT et al., "Boron emitters from doped PECVD layers for n-type crystalline silicon solar cells with LCO", *Energy Procedia* **55** (2014), S. 235-240, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2014.08.050>
- [128] A. FREY et al., "n-type bi-facial solar cells with boron emitters from doped PECVD layers", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 656-660, <http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2DO.4.5>.
- [129] N. BIN TANVIR et al., "Codiffusion sources and barriers for the assembly of back-contact back-junction solar cells", *IEEE Journal of Photovoltaics* **5** (2015), S. 1813-1820, <http://dx.doi.org/10.1109/Jphotov.2015.2478073>.
- [130] R. KEDING et al., "Silicon doping performed by different diffusion sources aiming co-diffusion", *27th EUPVSEC* (Frankfurt, 2012), S. 1906-1911, <http://dx.doi.org/10.4229/27thEUPVSEC2012-2CV.6.41>.
- [131] D. KANE UND R. SWANSON, "Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method", *18th IEEE PVSC* (Las Vegas, 1985), S. 578-583.
- [132] H. HAVERKAMP, "Kristalline Silizium-Solarzellen mit selektiver Emitterstruktur: Entwicklung, Implementierung und Potential einer zukunftsweisenden Technologie", Dissertation, Universität Konstanz, 2009.
- [133] S. FRITZ et al., "Preservation of Si surface structure by Ag/Al contact spots – an explanatory model", *Energy Procedia* **67** (2015), S. 43-48, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2015.03.286>
- [134] S. FRITZ et al., "Influence of Si surface orientation on screen-printed Ag/Al contacts", *Energy Procedia* **77** (2015), S. 581-585, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2015.07.083>.
- [135] S. SADEWASSER UND T. GLATZEL, *Kelvin probe force microscopy: measuring and compensating electrostatic forces* (Springer, Heidelberg, 2012).
- [136] Y. MARTIN et al., "Atomic force microscope force mapping and profiling on a sub 100-Å scale", *Journal of Applied Physics* **61** (1987), S. 4723-4729,

- <http://dx.doi.org/10.1063/1.338807>.
- [137] J. E. JONES, "On the determination of molecular fields - II From the equation of state of a gas", *Proceedings of the Royal Society of London Series a* **106** (1924), S. 463-477,
<http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1924.0082>.
- [138] M. NONNENMACHER et al., "Kelvin probe force microscopy", *Applied Physics Letters* **58** (1991), S. 2921-2923,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.105227>.
- [139] T. HOCHWITZ et al., "Capacitive effects on quantitative dopant profiling with scanned electrostatic force microscopes", *Journal of Vacuum Science & Technology B* **14** (1996), S. 457-462,
<http://dx.doi.org/10.1116/1.588494>.
- [140] R. SHIKLER et al., "Two-dimensional surface band structure of operating light emitting devices", *Journal of Applied Physics* **86** (1999), S. 107-113,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.370706>.
- [141] R. SHIKLER et al., "Potential imaging of operating light-emitting devices using Kelvin force microscopy", *Applied Physics Letters* **74** (1999), S. 2972-2974,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.123983>.
- [142] D. SOMMER et al., "Kelvin probe force microscopy (KPFM): Investigation of local boron doped emitter regions formed by inkjet boron inks for industrially feasible IBC solar cells", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 830-833,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2AV.2.6>.
- [143] J. EBSEER et al., "p(+)-doping analysis of laser fired contacts for silicon solar cells by Kelvin probe force microscopy", *Journal of Applied Physics* **119** (2016), S. 105707,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4943064>.
- [144] M. NONNENMACHER et al., "Surface investigations with a Kelvin probe force microscope", *Ultramicroscopy* **42** (1992), S. 268-273,
[http://dx.doi.org/10.1016/0304-3991\(92\)90278-R](http://dx.doi.org/10.1016/0304-3991(92)90278-R).
- [145] A. K. HENNING et al., "2-dimensional surface dopant profiling in silicon using scanning Kelvin probe microscopy", *Journal of Applied Physics* **77** (1995), S. 1888-1896,

- <http://dx.doi.org/10.1063/1.358819>.
- [146] O. VATEL UND M. TANIMOTO, "Kelvin probe force microscopy for potential distribution measurement of semiconductor-devices", *Journal of Applied Physics* **77** (1995), S. 2358-2362,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.358758>.
- [147] A. KIKUKAWA et al., "Silicon pn junction imaging and characterizations using sensitivity enhanced Kelvin probe force microscopy", *Applied Physics Letters* **66** (1995), S. 3510-3512,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.113780>.
- [148] A. CHAVEZPIRSON et al., "Nanometer-scale imaging of potential profiles in optically-excited n-i-p-i heterostructure using Kelvin probe force microscopy", *Applied Physics Letters* **67** (1995), S. 3069-3071,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.114867>.
- [149] A. DOUKKALI et al., "Surface potential mapping of biased pn junction with Kelvin probe force microscopy: application to cross-section devices", *Applied Surface Science* **235** (2004), S. 507-512,
<http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2004.03.249>.
- [150] H. SHIN et al., "Measurement and visualization of doping profile in silicon using Kelvin probe force microscopy (KPFM)", *Electronic Materials Letters* **1** (2005), S. 127-133.
- [151] T. LAUTENSCHLÄGER, "Entwicklung und Charakterisierung von Heterosolarzellen mit rückseitigem p-n-Übergang", Masterarbeit, Universität Konstanz, 2014.
- [152] D. SOMMER, "Laserablation von dielektrischen Schichten", Bachelorarbeit, Universität Konstanz, 2009.
- [153] J. ENGELHARDT et al., "Contact formation on p-doped Si by screen-printing pure Ag pastes for bifacial n-type Si solar cells", *32nd EUPVSEC* (München, 2016), S. 647-650,
<http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20162016-2AV.1.29>.
- [154] B. VERMANG et al., "On the blistering of atomic layer deposited Al₂O₃ as Si surface passivation", *37th IEEE PVSC* (2011), S. 3562-3567,

- <http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.2011.6185916>.
- [155] T. LÜDER et al., "Al₂O₃/SiN_x-stacks at increased temperatures: avoiding blistering during contact firing ", *Energy Procedia* **27** (2012), S. 426-431, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2012.07.088>.
- [156] Z. LI et al., "Electrical and optical analysis of polymer rear insulation layers for back contact cells", *Energy Procedia* **77** (2015), S. 744-751, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2015.07.105>
- [157] M. HENDRICHS et al., "Screen-printed metallization concepts for large-area back-contact back-junction silicon solar cells", *IEEE Journal of Photovoltaics* **6** (2016), S. 374-383, <http://dx.doi.org/10.1109/Jphotov.2015.2484960>.
- [158] S. BRAUN, "Simulation, Analyse und Herstellung von kristallinen Si-Solarzellen mit Multi-Busbar-Verschaltung", Dissertation, Konstanz, 2014.
- [159] A. HALM et al., "The Zebra cell concept - large area n-type interdigitated back contact solar cells and one-cell modules fabricated using standard industrial processing equipment", *27th EUPVSEC* (2012), S. 567-570, <http://dx.doi.org/10.4229/27thEUPVSEC2012-2AO.2.1>.
- [160] D. K. SCHRODER, *Semiconductor material and device characterization* (Wiley, New York ; Weinheim u.a., 1998).
- [161] M. PADILLA et al., "Characterizing local contact resistances of interdigitated back contact silicon solar cells", *29th EUPVSEC* (Amsterdam, 2014), S. 1138-1142, <http://dx.doi.org/10.4229/EUPVSEC20142014-2BV.8.14>.
- [162] S. W. GLUNZ, "Ladungsträgerrekombination in Silicium und Siliciumsolarzellen", Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1995.
- [163] S. E. SWIRHUN, "Contact resistance - a review of recent developments in measurement and modeling", *Journal of the Electrochemical Society* **135** (1988), S. C359-C359.
- [164] D. KOHBERGER, "Entwicklung und Charakterisierung von kristallinen n-Typ Si-Rückkontaktsolarzellen mit lokalem Boremitter aus PECVD Schichten", Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2015.

- [165] J. JUNGE, "High efficiency process development for defect-rich silicon wafer materials", Dissertation, Universität Konstanz, 2012.
- [166] N. GRANT et al., "Thermal activation and deactivation of grown-in defects limiting the lifetime of float-zone silicon", *Physica Status Solidi RRL* (2016), S. 1-5, <http://dx.doi.org/10.1002/pssr.201600080>.
- [167] A. FREY et al., "Influence of contact firing conditions on the characteristics of bifacial n-type silicon solar cells using Ag/Al pastes", *Energy Procedia* **92** (2016), S. 919-924, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2016.07.102>.
- [168] R. KEDING et al., "Co-diffused back-contact back-junction silicon solar cells without gap regions", *IEEE Journal of Photovoltaics* **3** (2013), S. 1236-1242, <http://dx.doi.org/10.1109/Jphotov.2013.2274382>.
- [169] B. MIN et al., "Limitation of industrial phosphorus-diffused emitters by SRH recombination", *Energy Procedia* **55** (2014), S. 115-120, <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2014.08.090>.
- [170] A. HERMLE et al., "Numerical simulation of tunnel diodes for multi-junction solar cells", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **16** (2008), S. 409-418, <http://dx.doi.org/10.1002/pip.824>.
- [171] K. MANGERSNES, "Back-contacted back-junction silicon solar cells", Dissertation, Universität Oslo, 2010.
- [172] A. SCHENK, "A model for the field and temperature-dependence of Shockley-Read-Hall lifetimes in silicon", *Solid-State Electronics* **35** (1992), S. 1585-1596, [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(92\)90184-E](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(92)90184-E).
- [173] G. A. M. HURKX et al., "A new recombination model for device simulation including tunneling", *IEEE Transactions on Electron Devices* **39** (1992), S. 331-338, <http://dx.doi.org/10.1109/16.121690>.
- [174] S. GLOGER et al., "A 3-in-1 doping process for interdigitated back contact solar cells exploiting the understanding of co-diffused dopant profiles by use of PECVD

- borosilicate glass in a phosphorus diffusion", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **24** (2016), S. 955-967,
<http://dx.doi.org/10.1002/pip.2742>.
- [175] S. GLOGER et al., "Method for producing differently doped regions in a silicon substrate, more particularly for a solar cell", (WO2016/001132 A1, 2016).
- [176] E. VAZSONYI et al., "Porous silicon formation by stain etching", *Thin Solid Films* **388** (2001), S. 295-302,
[http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090\(00\)01816-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090(00)01816-2).
- [177] A. MANY et al., *Semiconductor surfaces* (North-Holland, Amsterdam, 1965).
- [178] H. LÜTH, *Surfaces and interfaces of solids* (Springer, Berlin, 1993).
- [179] W. MÖNCH, *Semiconductor surfaces and interfaces* (Springer, Berlin, 2001).
- [180] L. KRONIK UND Y. SHAPIRA, "Surface photovoltage phenomena: theory, experiment, and applications", *Surface Science Reports* **37** (1999), S. 1-206,
[http://dx.doi.org/10.1016/S0167-5729\(99\)00002-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0167-5729(99)00002-3).
- [181] Z. ZHANG, "Nanoscale investigation of potential distribution in operating Cu(In,Ga)Se₂ thin-film solar cells", Dissertation, Karlsruhe, 2012.

12 Publikationen

G. Micard, D. Sommer, G. Hahn, B. Terheiden, "Extraction of individual components of series resistance using TCAD simulations meeting the requirements of 2- and 3-dimensional carrier flow of IBC solar cells", *akzeptiert SiliconPV* (2017)

T. Pfadler, T. Kiel, M. Stärk, J. Werra, D. Matyssek, D. Sommer, J. Boneberg, K. Busch, J. Weickert, L. Schmidt-Mende, "Structure-induced resonant tail-state regime absorption in polymer:fullerene bulk-heterojunction solar cells", *Physical Review B* **93** (2016), 205305

J. Ebser, D. Sommer, S. Fritz, Y. Schiele, G. Hahn, B. Terheiden, "p⁺-doping analysis of laser fired contacts for silicon solar cells by Kelvin probe force microscopy", *Journal of Applied Physics* **119** (2016), 105707

S. Gerke, H.-W. Becker, D. Rogalla, F. Singer, N. Brinkmann, S. Fritz, A. Hammud, P. Keller, D. Skorka, D. Sommer, C. Weiß, S. Flege, G. Hahn, R. Job, B. Terheiden, "Influence of post-hydrogenation upon electrical, optical and structural properties of hydrogen-less sputter-deposited amorphous silicon", *Thin Solid Films* **598** (2016), S. 161-169

E. Zimmermann, T. Pfadler, J. Kalb, J.A. Dorman, D. Sommer, G. Hahn, J. Weickert, L. Schmidt-Mende, "Towards high-efficiency solution-processed planar heterojunction Sb₂S₃ solar cells", *Advanced Science* (2015), 1500059

D. Sommer, S. Fritz, A. Herguth, S. Ohl, G. Hahn, B. Terheiden, "Kelvin probe force microscopy (KPFM): investigation of local boron doped emitter regions formed by inkjet boron inks for industrially feasible IBC solar cells", *29th EUPVSEC* (2014), S. 830-833

A. Herguth, J. Ebser, D. Sommer, S. Ohl, B. Terheiden, G. Hahn, "Spatially resolved analysis of selectively doped regions via confocal raman spectroscopy", *29th EUPVSEC* (2014), S. 1208-1211

N. Brinkmann, D. Sommer, B. Terheiden, G. Hahn, "Electrical, optical and structural investigation of plasma-enhanced chemical-vapor-deposited amorphous silicon oxynitride films for solar cell applications", *Solar Energy Materials and Solar Cells* **108** (2013), S. 180-188

D. Sommer, N. Brinkmann, G. Micard, G. Hahn, B. Terheiden, "Electrical, optical and structural investigation of low-temperature PECV-deposited hydrogenated amorphous silicon-

oxynitride films for surface passivation of crystalline silicon solar cells", *27th EUPVSEC* (2012), S. 879-882

Vorträge auf Konferenzen und Workshops

D. Sommer, „Kelvin probe force microscopy: Lateral aufgelöste pn-Strukturen“, *SiliconForest* (2015), Falkau

D. Sommer, "Electrical, optical and structural investigation of low-temperature PECV-deposited hydrogenated amorphous silicon-oxynitride films for surface passivation of crystalline silicon solar cells", *27th EUPVSEC* (2012), Hamburg

Patente

S. Gloger, B. Terheiden, D. Sommer, A. Herguth, J. Engelhardt, "Method for producing differently doped regions in a silicon substrate, more particularly for a solar cell", WO2016/001132 A1, 2016

D. Goldbeck, T. Happel, D. Sommer, B. Henouret, H. Nowsch, "Device for fixing at least one fibrous strip to a body part, and method for the production of said strip", EP20070821802 20071024, 2012

Danksagung

Für die vergangenen Jahre, die ich in der Arbeitsgruppe Photovoltaik mit all ihren Höhen und Tiefen verbracht habe, möchte ich mich bei allen üblichen Verdächtigen, die diesen Weg mit mir gegangen sind, bedanken. Dabei mögen mir die verzeihen, die hier unerwähnt bleiben.

Mein persönlicher Dank gilt:

Prof. Dr. Giso Hahn, dass seine Türe immer offen war und er mir viel Freiraum für eigene Forschung gelassen hat.

Prof. Dr. Johannes Boneberg für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur.

Dr. Gabriel Micard für seine Geduld und sein Engagement beim Erklären und in der Diskussion physikalischer Sachverhalte, sowie seine Bereitschaft, sein umfangreiches Wissen über Halbleitersimulation mit mir zu teilen.

Meinen Schützlingen Thomas Lautenschläger, David Kohberger und Karsten Fleischhauer, dass sie es mit mir ausgehalten, immer konstruktiv gearbeitet und ordentliche Abschlüsse erreicht haben.

Allen (auch zeitweisen) UHRWERKern: Dr. Barbara Terheiden, Dr. Dietmar Kohler, Dr. Sebastian Joos, Dr. Thomas Lüder, Dr. Sebastian Gloger, Bernd Raabe, meinen Hiwis Nicola Wurz & Johannes Bayer und im Besonderen Sibylle Ohl, Daniel Skorka und Axel Herguth, die viele organisatorische und konstruktive Beiträge zu dieser Arbeit beigesteuert haben.

Dr. Oliver Doll, Christoph Landmann und dem Team der Firma Merck für die gute und angenehme Zusammenarbeit.

Dr. Felix Book, Dr. Gabriel Micard und Dr. Barbara Terheiden für das Korrekturlesen der Arbeit.

Josh Engelhardt für seine nützlichen Beiträge zu Laserprozessen und CVD-Anlagen.

Meinen Bürokollegen (chronologisch): Dr. Philipp Karzel, Dr. Sarah Gindner & Greta Huber; Alexander Frey, Michael Steyer & Katharina Dressler; Dr. Nils Brinkmann, David Kohberger, Karsten Fleischhauer, Philipp Keller & Jan Ebser.

Allen Kollegen, die für den reibungslosen Betrieb in der Arbeitsgruppe unabdinglich sind: Lisa Mahlstaedt, Josh Engelhardt, Barbara Rettenmaier, Dr. Sebastian Joos, Florian Mutter und Sabine Stöcks.

Allen anderen Kollegen, die für eine angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre gesorgt haben: Erkan Emre, Jan Ebser, Dr. Susanne Fritz, Yves Patrick Botchak Mouafi, Annika Zuschlag, David Sperber, Svenja Wilking uva.

Der Solar-Fußball-Gruppe, dem studentischen Förderverein der Uni Konstanz, der Praxis Prof. Dr. Zwicker und der „Cappuccino-Gang“ für die schöne Zeit neben der Doktorarbeit.

Den Familien Sommer und Bumiller, die mich in allen Lebenslagen unterstützen.

Meiner Katharina für ihren langen Geduldsfaden...

... und unserem frisch geschlüpften Sohn Julian.