

Laserstrahlablation von SiO₂-Passivierschichten mit Anwendung auf die RISE-EWT-Solarzelle

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieurin
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. (FH) Sonja Hermann

geboren am 02. November 1980 in Wuppertal

2011

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. L. Rissing
1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. Dr. med. h.c. H. Haferkamp
2. Referent: Prof. Dr.-Ing. R. Brendel
3. Referent: Prof. Dr.-Ing. F. Dinkelacker

Tag der Promotion: 07. Dezember 2010

Vorwort und Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Solarenergieforschung Hameln (ISFH) in der Gruppe Silicium-Wafersolarzellen unter der Leitung von Prof. Dr. rer. nat. Harder. Die Institutsleitung unterlag Prof. Dr.-Ing. Brendel.

Sie ist das Resultat der Arbeit vieler beteiligter Personen, die vorder- und/oder hintergründig zu einem guten Gelingen beigetragen haben.

Das schließt die ganz praktische Unterstützung lieber Kollegen in den Laboren und die geduldigen Erklärungen und fruchtbaren Diskussionen von und mit meinen Mentoren bei der Erarbeitung neuer Themenfelder eben so ein wie die Ermöglichung des Promotionsstudiums für mich als Fachhochschulabsolventin an der Fakultät für Maschinenbau der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover durch meinen Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. Dr. med. h.c. Haferkamp.

Darüber hinaus durfte ich in den 4 Jahren meiner Promotion und deren Vorfeld vielfältigste Unterstützung aus meinem persönlichen Umfeld erfahren. Diese Unterstützung war mir zu jeder Zeit sehr wertvoll.

Wenn ich heute auf diese 4 Jahre zurückblicke, freue ich mich sagen zu können, dass mir die angenehme Arbeitsatmosphäre und der gute Kontakt zu meinen Kollegen in sehr positiver Erinnerung bleiben werden.

Vielen Dank an alle Beteiligten!

Kurzzusammenfassung

Eine Alternative zu den bislang stark genutzten fossilen Energieträgern und der nuklearen Energiegewinnung ist die Erzeugung von Strom mittels Photovoltaik. Der größte Anteil der weltweit installierten Photovoltaikleistung entfällt hierbei auf die waferbasierte Silicium (Si)-Technologie. Insbesondere die Standard-Siebdrucksolarzelle, mit welcher derzeit auf monokristallinen Siliciumwafern Wirkungsgrade im Bereich von 17% erreicht werden, hat sich industriell etabliert. Eine Alternative hierzu stellen hocheffiziente Rückkontaktsolarzellen wie die RISE-EWT-Solarzelle dar. In dieser Arbeit wird eine ganzflächige SiO_2 -Rückseitenpassivierung in das Konzept der RISE-EWT-Solarzelle implementiert und somit das Wirkungsgradpotential der Zelle weiter erhöht. Durch die Optimierung der Prozessparameter zur Herstellung dieser Rückseitenpassivierung mittels thermischer Oxidation werden Wirkungsgrade $> 21\%$ erzielt. Für eine industrielle Umsetzbarkeit dieser erweiterten RISE-EWT-Solarzelle wird des Weiteren die Laserstrahlablation zur Herstellung lokaler Emitter- und Basiskontaktöffnungen in die SiO_2 -Passivierschicht entwickelt. Neben der Evaluierung geeigneter Laserstrahlquellen für die SiO_2 -Schichtablation werden optimale Prozessparameter sowie Ablationsschwellfluenzen ermittelt und das Prozessverständnis für die Laserstrahlablation von SiO_2 -Schichten auf Si-Substraten erweitert. Für die Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften laserbearbeiteter Si-Oberflächen werden lokal in den Laserkontaktöffnungen auftretende Emittersättigungsstromdichten und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten bestimmt. Zudem wird eine ausführliche Analyse der laserinduzierten Kristallschädigung anhand von mikroskopischen Untersuchungen durchgeführt. Die Auswirkung der Laserschädigung auf den Wirkungsgrad der RISE-EWT-Solarzelle wird abschließend experimentell demonstriert als auch anhand von 2D-Bauteilsimulationen untersucht.

Schlagwörter: Laserstrahlablation, Hocheffizienzsolarzellen, lokale Kontaktöffnungen, SiO_2 -Passivierschichten

Abstract

The generation of electric current by means of photovoltaic is an alternative to the so far intensively used fossile energie sources and nuclear energy generation. Thereby, the wafer based silicon (Si) technologie holds the main part of the worldwide installed photovoltaic power. Particularly the standard screen-printed solar cell, which achives on monocrystal-line silicon wafer energy conversion efficiencies in the range of 17%, is industrially established. However, highly efficient back contacted solar cells, as the RISE-EWT solar cell, allegorise an attractive alternative. In this work a full area rear side SiO₂ passivation is implemented into the concept of the RISE-EWT solar cell and thus the efficiency potential of this cell is improved. By optimising process parameters for the fabrication of this rear side passivation by means of thermal oxidation conversion efficiencies > 21% are achieved. Furthermore, in order to make this advanced RISE-EWT solar cell concept industrially feasible, a laser ablation process for the fabrication of local emitter and base contact openings into the SiO₂ passivation layer is developed. Besides evaluating feasible laser sources for this application, optimal process parameters are identified, ablation threshold fluences are detemined and the knowledge about the laser ablation of SiO₂ layers on Si-substrates is enlarged. For characterising the electrical properties of laser treated Si surfaces locally in the laser contact openings occuring emitter saturation current densities and surface recombination velocities are detemined. Furthermore, a detailed analysis of the laser induced crystal damage by means of microscopic investigation is performed. The impact of the laser damage on the efficiency of the RISE-EWT solar cell is experimentally demonstrated and considered by means of cell simulations.

Keywords: laser ablation, high efficiency solar cells, local contact openings, SiO₂ passivating layers

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen	V
Verwendete Symbole	VIII
1 Einleitung	1
2 Stand von Wissenschaft und Technik	3
2.1 Standardindustriesolarzellen	3
2.2 Rückseitenkontaktsolarzellen	4
2.2.1 Interdigitated Back Contact Solarzellen	5
2.2.2 Metal Wrap-Through Solarzellen	6
2.2.3 Emitter Wrap-Through Solarzellen	7
2.3 Ladungsträgerrekombination	13
2.3.1 Volumenrekombination	13
2.3.2 Rekombination an Oberflächen	15
2.4 Lokale Kontaktöffnungen für Si-Wafersolarzellen	18
2.4.1 Herstellungsverfahren	19
2.4.2 Analytische Beschreibung der Sättigungsstromdichte von Basisoberflächen mit lokalen Kontakten	21
2.5 Gepulste Laserstrahlbearbeitung von Festkörpern	22
2.5.1 Absorptionsmechanismen	23
2.5.2 Wärmeleitung	25
2.6 Optische und thermische Eigenschaften	26
2.6.1 Thermisch gewachsene SiO ₂ -Schichten	26
2.6.2 Si-Substrate	28
3 Zielsetzung der Arbeit	31
4 Lösungskonzept	33

5	Verwendete Teststrukturen	35
5.1	Teststrukturen zur Untersuchung der Modifikation von P-Emittereigenschaften durch thermische Oxidation	35
5.2	Teststrukturen zur Detailuntersuchung von Laserkontaktöffnungen . .	37
5.2.1	Kontaktwiderstandsproben	37
5.2.2	Lebensdauerproben	38
5.2.3	SiO ₂ /Si-Schichtsysteme	41
5.3	Hell- und Dunkeldioden mit Laserkontaktöffnungen	43
5.4	RISE-EWT-Solarzellen mit SiO ₂ -Rückseitenpassivierung	46
6	Versuchstechnik und Charakterisierungsmethoden	47
6.1	Eingesetzte Lasersysteme	47
6.2	Bestimmung von Ablationsschwellfluenzen mittels Liu-Methode . . .	48
6.3	Transferlängen-Methode zur Bestimmung von Kontaktwiderständen .	50
6.4	Photoleitfähigkeitsmessungen	56
6.4.1	Quasi-statische Photoleitfähigkeitsmessung (QSSPC)	56
6.4.2	Infrarote statische Photoleitfähigkeit (IR-SSPC)	59
6.4.3	Effektive Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff}	59
6.4.4	Emittersättigungsstromdichten J_{0e}	60
6.5	Auswertungsmethoden für die elektrische Charakterisierung der laserinduzierten Kristallschädigung	61
6.5.1	Analyse von J - V -Kennlinien	61
6.5.2	Bestimmung lokaler J_{0e} -Werte in laserbearbeiteten Emitterbereichen	65
6.5.3	Bestimmung lokaler S -Werte in laserbearbeiteten Basisoberflächen	66
6.6	2D-Bauteilsimulation der RISE-EWT-Solarzelle	69
7	Evaluierung geeigneter Strahlquellen für die SiO₂-Laserablation	71
7.1	J - V -Kennlinien von Dioden mit Laserkontaktöffnungen auf dem Emittergebiet	71
7.2	J - V -Kennlinien von PERC-Zellen mit Laserkontaktöffnungen auf dem Basisgebiet	78

8	Ergebnisse der Detailanalysen und Diskussion	83
8.1	Schichtwiderstände und Sättigungsstromdichten von n^+ -Emittern nach thermischer Oxidation	83
8.2	Mikroskopische Untersuchungen zur Auswirkung von ps-Laserstrahlung auf SiO_2/Si -Schichtsysteme	87
8.3	Ablationsschwellfluenzen	96
8.4	Spezifische Kontaktwiderstände von ps-Laserkontaktöffnungen	102
8.5	Lokale J_{0e} -Werte laserbearbeiteter Emitterbereiche ($J_{0e,abl}$ -Werte) . .	104
8.6	Lokale S -Werte laserbearbeiteter Basisoberflächen (S_{abl} -Werte)	107
9	Zellergebnisse	113
9.1	Zellergebnisse und Zellsimulationen zur Auswirkung der SiO_2 -Rückseitenpassivierung	113
9.2	Zellergebnisse und Zellsimulationen zur Auswirkung von ps-Laserkontaktöffnungen	122
10	Bedeutung für die Si-Waferphotovoltaik	127
11	Zusammenfassung	129
	Literaturverzeichnis	131
	Veröffentlichungen	
	Lebenslauf	

Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
Al	Aluminium
AM1,5G	Referenzspektrum (Air Mass 1,5 Global)
B-KÖ	Basis-Laserkontaktöffnungen
BSF	Back Surface Field
CCD	Charge-Coupled Device
CO ₂	Kohlendioxid
CTM	Crystalline Cell Technology and Manufacturing
CVD	Chemical Vapour Deposition
Cz	Czochralski (Verfahren zur Herstellung sauerstoffhaltigen Siliciums)
ECV	Electrochemical-Capacity-Voltage
E-KÖ	Emitter-Laserkontaktöffnungen
EWA	Emitter Wrap-Around
EWT	Emitter Wrap-Through
FIB	Focused Ion Beam
fs	Femtosekunde
FT	Flat-Top (Laserstrahlprofil)
FZ	Float-Zone (Verfahren zur Herstellung hochreinem Siliciums)
HF	Flusssäure
HLI	High Level Injection
IBC	Interdigitated Back Contact
IR	Infrarot, 1064 nm
IR-SSPC	Infrared Steady-State Photoconductance
KOH	Kaliumhydroxid
KÖ	Laserkontaktöffnung
KrF	Kryptonfluorid
LED	Light Emitting Diode
LFC	Laser-Fired Contact
LLI	Low Level Injection
mc	multicrystalline (multikristallin)
MPP	Maximum Power Point (Arbeitspunkt maximaler Zelleistung)

Abkürzung	Beschreibung
MWA	Metal Wrap-Around
MWT	Metal Wrap-Through
Nd:YVO ₄	Neodym-dotiertes Yttrium-Orthovanadat
ns	Nanosekunde
O	Sauerstoff
OF	Oberfläche
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
P	Phosphor
PCD	Photoconductance Decay
PC1D	Eindimensionales Bauelemente-Simulationsprogramm
PE-CVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition
PERC	Passivated Emitter and Rear Cell
PERL	Passivated Emitter, Rear Locally Diffused
POCl ₃	Phosphorylchlorid
ps	Pikosekunde
ps-KÖ	ps-Laserkontaktöffnung
Pt-C	Platin-Kohlenstoff-Komposit
PV	Photovoltaik
QSSPC	Quasi Steady-State Photoconductance
RCA	Chemischer Reinigungsprozess (Radio Corporation of America)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RISE	Rear Interdigitated Single Evaporation
RLZ	Raumladungszone
RS	Rückseite
Si	Silicium
SiN _x	Siliciumnitrid
SiO ₂	Siliciumdioxid
SiO _x	Siliciumoxid
SRH	Shockley-Read-Hall
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TLM	Transferlängen-Methode
UMG	Upgraded Metallurgical Grade
UV	Ultraviolett, 355 nm

Abkürzung	Beschreibung
VIRE	Via-Resistance Induced Recombination Enhancement
VIS	Visible, 532 nm
VS	Vorderseite
Yb:YVO ₄	Ytterbium-dotiertes Yttrium-Orthovanadat

Symbole

Symbol	Beschreibung	Einheit
α	Absorptionskoeffizient	μm^{-1}
α^{-1}	Optische Eindringtiefe	μm
β	Nichtlinearer Absorptionskoeffizient	cm GW^{-1}
γ	Elektronen-Gitter-Kopplungskonstante	$\text{W K}^{-1} \text{cm}^{-3}$
Δn	Überschussladungsträgerdichte der Elektronen	cm^{-3}
Δn_{av}	Mittlere Überschussladungsträgerdichte der Elektronen	cm^{-3}
Δn_{s}	Überschussladungsträgerdichte der Elektronen an der Oberfläche	cm^{-3}
Δp	Überschussladungsträgerdichte der Löcher	cm^{-3}
ϕ	Photonenflussdichte	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$
Φ	Energiedichte, Fluenz	J cm^{-2}
Φ_0	Maximalfluenz	J cm^{-2}
Φ_{ith}	Interne Schwellfluenz	J cm^{-2}
$\Phi_{\text{ith b}}$	Interne Schwellfluenz für das Aufbrechen der SiO_2 -Schicht	J cm^{-2}
$\Phi_{\text{ith m}}$	Interne Schwellfluenz für das Aufschmelzen des Si-Substrats	J cm^{-2}
Φ_{th}	Schwellfluenz	J cm^{-2}
$\Phi_{\text{th b}}$	Schwellfluenz für das Aufbrechen der SiO_2 -Schicht	J cm^{-2}
$\Phi_{\text{th m}}$	Schwellfluenz für das Aufschmelzen des Si-Substrats	J cm^{-2}
$\Phi_{\text{th od}}$	Schwellfluenz für den optischen Durchbruch eines transmittiven Mediums	J cm^{-2}
η	Wirkungsgrad	%
κ	Thermische Diffusivität	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
λ	Wellenlänge	nm
μ_{n}	Beweglichkeit der Elektronen	$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_{p}	Beweglichkeit der Löcher	$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
ρ	Dichte	g cm^{-3}
ρ_{k}	Spezifischer Kontaktwiderstand	Ωcm^2
σ	Leitfähigkeit	S
σ_{dark}	Dunkelleitfähigkeit	S

Symbol	Beschreibung	Einheit
σ_e	Emitterleitfähigkeit	S
σ_L	Photoleitfähigkeit	S
σ_{light}	Helleitfähigkeit	S
σ_n	Einfangsquerschnitt für Elektronen	cm ²
σ_p	Einfangsquerschnitt für Löcher	cm ²
τ	Ladungsträgerlebensdauer	μs
τ_{Aug}	Auger-Lebensdauer	s
τ_e	Elektronenabkühlzeit	s
τ_{eff}	Effektive Ladungsträgerlebensdauer	s
$\tau_{\text{eff,pass}}$	Effektive Ladungsträgerlebensdauer im passivierten Zustand	s
τ_{eph}	Elektron-Phonon-Relaxationszeit	s
τ_i	Gitteraufheizzeit	s
τ_{int}	Intrinsische Ladungsträgerlebensdauer	s
τ_{rad}	Ladungsträgerlebensdauer der strahlenden Rekombination	s
τ_{SRH}	Shockley-Read-Hall (SRH)-Lebensdauer	s
τ_{vol}	Volumenlebensdauer	s
ω	Laserstrahlradius	μm
ω_0	Radius der Strahltaile, Fokusradius	μm
A	Fläche	cm ²
c_p	Spezifische Wärmekapazität	J g ⁻¹ K ⁻¹
C	Volumenbezogene Wärmekapazität	J cm ⁻³ K ⁻¹
C_B	Elektrisch aktive Borkonzentration	cm ⁻³
C_e	Volumenbezogene Wärmekapazität des Elektronensystems	J cm ⁻³ K ⁻¹
C_i	Volumenbezogene Wärmekapazität des Kristallgittersystems	J cm ⁻³ K ⁻¹
C_P	Elektrisch aktive Phosphorkonzentration	cm ⁻³
d	Fingerabstand	μm
d_{Boh}	Bohrungsabstand	μm

Symbol	Beschreibung	Einheit
d_{LFC}	LFC-Abstand	μm
d_{SiO_2}	Dicke der SiO_2 -Schicht	nm
D	Laserspotdurchmesser	μm
D_{it}	Grenzflächendefektzustandsdichte	$\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$
D_{LFC}	LFC-Durchmesser	μm
D_{n}	Diffusionskonstante der Elektronen	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
D_{p}	Diffusionskonstante der Löcher	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
E	Energie	eV
E_{F}	Fermi-Energie	eV
E_{P}	Laserpulsenergie	μJ
E_{t}	Energieniveau eines Defektzustandes	eV
$E_{\text{th b}}$	Schwellpulsenergie für das Aufbrechen der SiO_2 -Schicht	μJ
$E_{\text{th m}}$	Schwellpulsenergie für das Aufschmelzen des Si-Substrates	μJ
EQE	Externe Quanteneffizienz	–
f	Anteil ablatierter Fläche, Brennweite	–, mm
FF	Füllfaktor	%
G	Generationsrate	$\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$
G_{av}	Mittlere Generationsrate	$\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$
h	Plancksches Wirkungsquantum	
I	Strom, Intensität	A, W m^{-2}
I_0	Gesamtstrom, einfallende Laserstrahlintensität	A, W m^{-2}
I_{b}	Beleuchtungsintensität	W m^{-2}
I_{ref}	Reflektierte Laserstrahlintensität	W m^{-2}
IQE	Interne Quanteneffizienz	–
J	Stromdichte	mA cm^{-2}
J_0	Sättigungsstromdichte	fA cm^{-2}
J_{01}	Sättigungsstromdichte der ersten Diode	fA cm^{-2}
J_{02}	Sättigungsstromdichte der zweiten Diode	fA cm^{-2}
$J_{0\text{b}}$	Sättigungsstromdichte der Basis	fA cm^{-2}
$J_{0\text{b,OF}}$	Sättigungsstromdichte der Basisoberfläche	fA cm^{-2}
$J_{0\text{b,Vol}}$	Sättigungsstromdichte des Basisvolumens	fA cm^{-2}

Symbol	Beschreibung	Einheit
J_{0e} , $J_{0e,3D}$	Emittersättigungsstromdichte (im 3D-Raum)	fA cm ⁻²
$J_{0e,2D}$	Äquivalente Emittersättigungsstromdichte in 2D-Simulation	fA cm ⁻²
$J_{0e,abl}$	Sättigungsstromdichte in laserbearbeiteten Emitterbereichen	fA cm ⁻²
$J_{0e,Boh}$	Sättigungsstromdichte des Emitters in der EWT-Bohrung	fA cm ⁻²
$J_{0e,eff}$	Gesamtsättigungsstromdichte eines lokal unpassivierten Emitters	fA cm ⁻²
$J_{0e,pass}$	Sättigungsstromdichte in passivierten Emitterbereichen	fA cm ⁻²
$J_{0e,RS}$	Sättigungsstromdichte des Rückseitenemitters	fA cm ⁻²
$J_{0e,VS}$	Sättigungsstromdichte des Vorderseitenemitters	fA cm ⁻²
J_1	Verluststromdichte der ersten Diode	mA cm ⁻²
J_2	Verluststromdichte der zweiten Diode	mA cm ⁻²
J_{Diode}	Diodenstromdichte	mA cm ⁻²
J_{Kont}	Kontaktrekombinationsstromdichte	mA cm ⁻²
J_L	Photostromdichte	mA cm ⁻²
J_p	Verluststromdichte über Parallelwiderstand	mA cm ⁻²
J_{Rek}	Rekombinationsstromdichte	fA cm ⁻²
J_{sc}	Kurzschlussstromdichte	mA cm ⁻²
J_{Zelle}	Zellstromdichte	mA cm ⁻²
k	Extinktionskoeffizient	–
k_B	Boltzmann-Konstante	J K ⁻¹
K	Wärmeleitfähigkeit	W cm ⁻¹ K ⁻¹
L	Fingerbreite	μm
L_{eff}	Effektive Diffusionslänge	μm
L_P	Punktkontaktabstand	μm
L_{vol}	Volumendiffusionslänge	μm
L_t	Transferlänge	μm
M^2	Beugungsmaßzahl	–
n	Elektronenkonzentration	cm ⁻³
n_0	Elektronendichte im thermischen Gleichgewicht	cm ⁻³

Symbol	Beschreibung	Einheit
n_1	Idealitätsfaktor der ersten Diode	–
n_2	Idealitätsfaktor der zweiten Diode	–
n_B	Brechungsindex	–
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte	cm^{-3}
N_A	Akzeptor- (Bor-) Konzentration	cm^{-3}
N_c	Effektive Zustandsdichte im Leitungsband	cm^{-3}
N_{dop}	Dotierkonzentration	cm^{-3}
$N_{\text{dop,OF}}$	Dotierkonzentration an der Oberfläche	cm^{-3}
N_{it}	Defektdichte	$1/\text{cm}^2$
N_v	Effektive Zustandsdichte im Valenzband	cm^{-3}
p	Löcherkonzentration	cm^{-3}
p_0	Löcherkonzentration im thermischen Gleichgewicht	cm^{-3}
q	Elementarladung	C
Q	Externe Wärmequellendichte	W m^{-2}
Q_f	Oberflächenladungsdichte	cm^{-2}
r_{Boh}	Bohrungsdurchmesser	μm
R	Reflexion	–
R_p	Parallelwiderstand	$\Omega \text{ cm}^2$
R_k	Kontaktwiderstand	Ω
R_s	Serienwiderstand	$\Omega \text{ cm}^2$
R_{sh}	Widerstand, der über die leitende Schicht abfällt	Ω
$R_{\text{sheet,}}$ $R_{\text{sheet,3D}}$	Schichtwiderstand (im 3D-Raum)	Ω/sq
$R_{\text{sheet,2D}}$	Äquivalenter Schichtwiderstand in 2D-Simulation	Ω/sq
S	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG)	cm s^{-1}
S_{abl}	ORG in nichtmetallisierten Kontaktöffnungen	cm s^{-1}
S_{eff}	Effektive ORG	cm s^{-1}
S_{n0}	ORG-Parameter für Elektronen	cm s^{-1}
S_{p0}	ORG-Parameter für Löcher	cm s^{-1}
S_{pass}	ORG der passivierten Oberfläche	cm s^{-1}
S_{met}	ORG der metallisierten Oberfläche	cm s^{-1}
t	Zeit	s
t_p	Pulsdauer	ps

Symbol	Beschreibung	Einheit
T	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_e	Temperatur des Elektronensystems	$^{\circ}\text{C}$
T_i	Temperatur des Kristallgittersystems	$^{\circ}\text{C}$
T_{ox}	Oxidationstemperatur	$^{\circ}\text{C}$
U	Nettorekombinationsrate	$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
U_{Aug}	Auger-Rekombinationsrate	$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
U_{rad}	strahlende Rekombinationsrate	$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
U_s	Oberflächenrekombinationsrate	$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
U_{SRH}	SRH-Rekombinationsrate	$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
U_{tot}	Gesamtspannungsabfall	V
v_{th}	Mittlere thermische Trägergeschwindigkeit	cm s^{-1}
V	Spannung	V
V_{mpp}	Spannung des Maximum Power Points	V
V_{oc}	Offene Klemmenspannung	V
V_{th}	Thermische Spannung	V
W	Waferdicke	μm
x	Raumkoordinate	μm
y	Raumkoordinate	μm
z	Raumkoordinate, Ausbreitungsrichtung, Tiefe	μm
z_j	Tiefe des p - n -Übergangs	μm
Z	Metallfingerlänge	μm

Kapitel 1

Einleitung

Angesichts schwindender Vorkommen von Uran und fossilen Energieträgern sowie der ungelösten Endlagerungsfrage radioaktiven Abfalls ist die Entwicklung alternativer, regenerativer Energietechnologien eine immer wichtiger werdende Aufgabe der Menschheit im 21. Jahrhundert. Der dringlichste Grund für eine schnelle Umstellung der weltweiten Energieversorgung ist jedoch der in den vergangenen Jahren zunehmend wahrnehmbare Klimawandel, der unseren Lebensraum bedroht. Ein Großteil der heutigen Energieversorgung basiert auf fossilen Energiequellen wie Erdöl, Kohle und Gas, die bei ihrer Verbrennung große Mengen von Kohlendioxid (CO_2) freisetzen. Dieses Treibhausgas trägt erheblich zum Klimawandel bei, der zu einer durchschnittlichen Erwärmung der Erdatmosphäre um $(0,74 \pm 0,18)^\circ\text{C}$ im vergangenen Jahrhundert geführt hat [1], mit den bekannten Folgen wie dem Anstieg des Meeresspiegels, der Zunahme von Stürmen und Dürren und das Abschmelzen der Gletscher. Um dem Klimawandel entgegenzuwirken, muss der CO_2 -Ausstoß erheblich gesenkt werden. Das ist nur durch mehr Energieeffizienz und die Ablösung fossiler Energieträger möglich.

Die Photovoltaik (PV) ist neben der Wind- und Wasserkraft, der Solarthermie und der Erzeugung von Strom und Wärme mittels Biomasse eine wichtige Säule des Technologiemixes, der die klimafreundliche Energieversorgung zukünftiger Generationen sichern wird. Die Entwicklung dieser Technologien beinhaltet die Optimierung der Wirkungsgrade sowie der Kosteneffizienzen.

Zur Reduzierung des Kosten-Leistungs-Verhältnisses in $\$/\text{W}_p$ ¹ in der Silicium-Wafer-photovoltaik werden zunehmend Zellkonzepte verfolgt, die durch eine höhere Komplexität höhere Wirkungsgradpotentiale bieten. Die entwickelten Prozesssequenzen unterstehen dabei dem Anspruch der Kosteneffizienz. Bislang wurden industriell vorrangig Zellkonzepte verwirklicht, die auf einer evolutionären Optimierung und Weiterentwicklung der beidseitig kontaktierten Siebdrucksolarzelle basieren. Durch die Entwicklung neuer Prozesstechnologien können in Zukunft jedoch zunehmend auch revolutionäre Hocheffizienzzellkonzepte, wie die Rückkontaktsolarzellen, kosteneffizient realisiert werden. Rückkontaktsolarzellen ermöglichen neben höheren Kurzschlussstromdichten aufgrund der fehlenden Vorderseitenverschattung und somit höheren Wirkungsgraden gegenüber konventionellen Konzepten eine höhere Packungsdichte der Zellen im Modul, was neben der Einsparung flächenproportionaler Kosten im Modul einen höheren Modulwirkungsgrad ermöglicht.

¹ W_p : *Watt-peak*, maximale Leistung eines Solarmoduls, standardmäßig gemessen unter der Beleuchtung bei 1000 W/m^2 mit dem Spektrum AM1,5G.

Wie Kapitel 2.2 zu entnehmen ist, sind zahlreiche Forschungsansätze auf die Wirkungsgradsteigerung von Rückkontaktsolarzellen fokussiert. Einen Beitrag zu diesen Ansätzen stellt die Entwicklung der RISE-EWT Solarzelle (s. Kap. 2.2.3) dar. Diese ausschließlich auf der Rückseite kontaktierte Zelle zeichnet sich neben einem hohen Wirkungsgradpotential durch einen industriell umsetzbaren Herstellungsprozess mit dem Einsatz von Laserstrahltechnologie anstelle aufwendiger Photolithographieschritte aus. Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zur Entwicklung der RISE-EWT Solarzelle durch die Implementierung einer ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung in das Ausgangszellkonzept. Diese Prozesserweiterung wird in Rahmen der vorliegenden Arbeit optimiert und bedarf einer Technologie, zur Herstellung von lokalen Öffnungen in der dielektrischen SiO_2 -Passivierschicht, um die rückseitige Kontaktierung der Zelle zu ermöglichen. Als industriell einsetzbares Verfahren wurde für diese Anwendung im Rahmen der Arbeit ein Laserstrahlablationsprozesses entwickelt und für die Herstellung von Emitter- und Basiskontaktöffnungen separat optimiert.

Kapitel 2

Stand von Wissenschaft und Technik

2.1 Standardindustriesolarzellen

Seitdem die Firma *Hoffman Electronics* im Jahr 1959 die erste kommerzielle Produktion von Silicium- (Si-)Wafersolarzellen in Betrieb genommen hat, hat sich die Industriesolarzelle stetig weiterentwickelt und mit ihr der weltweite Markt für Solarmodule. Dieser ist in den letzten Jahren verstärkt gewachsen und betrug im gesamten Jahr 2009 etwa 12 GW_p [2]. Davon waren etwa 82% aller verkauften Solarmodule mit Si-Wafertechnologie ausgestattet. Trotz technischer Besonderheiten einzelner Hersteller, weisen die meisten industriell hergestellten Si-Waferzellen einen ähnlichen Aufbau und dementsprechend ähnliche Prozesssequenzen auf. So wird die elektrische Kontaktierung und Metallisierung der Zellen bisher fast ausschließlich mittels Siebdrucktechnologie realisiert. Dabei werden metallhaltige Pasten mit einem Druckrakel durch Öffnungen eines Siebes lokal (Vorderseite) oder ganzflächig (Rückseite) auf die Solarzelle gedruckt, was den Zellen auch den Namen *Siebdruck-Solarzellen* verleiht.

Der schematische Querschnitt einer solchen Zelle ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Aufgrund verschiedenster technologischer Vorteile betreffend der Waferherstellung, Getterbarkeit von Verunreinigungen, Passivierbarkeit der Oberflächen sowie der Emitterherstellung und Kontaktierbarkeit der Zelle werden Industriesolarzellen standardmäßig auf Bor-dotierten multi- oder monokristallinen p -Typ-Si-Wafern hergestellt, obwohl Phosphor-dotierte n -Typ Wafer hinsichtlich der Lebensdauer freier Ladungsträger zu bevorzugen wären. In den p -Typ Absorber der Standardzelle wird auf der lichtzugewandten Seite mittels Diffusion ein Phosphor-dotierter n^+ -Emitter eingebracht. Die diffundierte Zellvorderseite weist für eine verbesserte Lichteinkopplung eine raue Oberflächenstruktur (Textur) sowie eine SiN_x -Antireflexionsschicht auf. Die Textur besteht bei multikristallinen Si-Wafern aus unregelmäßig angeordneten Ätzkratern, wohingegen monokristallines Si durch anisotropes Ätzen der Zellvorderseite zufällig angeordnete Pyramiden aufweist. Nach der Metallisierung der Zellvorder- und -rückseite mittels oben beschriebenen Siebdruckverfahren erfolgt das *Feuern*, bei welchem die Solarzelle auf Temperaturen von $600 - 900 \text{ }^\circ\text{C}$ erhitzt wird. Hierdurch erfolgt die Kontaktierung des Emitters auf der Vorderseite durch die SiN_x -Schicht hindurch sowie die Ausbildung einer Aluminium dotierten p^+ -Schicht auf der Zellrückseite, dem sogenannten *Back Surface Field* (BSF).

Das theoretische Wirkungsgradlimit von Silicium-Solarzellen bei einer Beleuchtung von 1 Sonne (1000 W/m^2 , AM1,5G Spektrum) liegt bei etwa 29% [3] und ergibt sich durch die Absorptionseigenschaften des Siliciums und die selbst in einem perfekten Si-Kristall auftretenden intrinsischen Rekombinationsverluste (s. Kap. 2.3.1). Der bislang höchste erreichte Wirkungsgrad im Labor beträgt 24,7% [4], realisiert mit der sogenannten PERL-Zellstruktur (*Passivated Emitter, Rear Locally Diffused*) [5]. Typische Wirkungsgrade von Siebdruck-Industriesolarzellen liegen derzeit zwischen 15,5% und 16,5% bei Verwendung multikristalliner Siliciumwafer und zwischen 17% und 18% im lichtdegradierten Zustand monokristalliner Cz- (*Czochralski*¹) Siliciumzellen. Ein wichtiger Verlustmechanismus bei diesen Zellen ist die Verschattung aktiver Zellfläche durch die vorderseitig angebrachten Siebdruck-Emitterkontakte. Sie verursachen die Reflexion des einfallenden Sonnenlichtes auf ca. 7% der Zellfläche und führen somit zu einem Stromverlust in der Zelle. Durch den Einsatz innovativer Vorderseitenmetallisierungstechnologien, die geringere Abschattungsverluste zur Folge haben, werden auch heute schon höhere Wirkungsgrade erzielt.

2.2 Rückseitenkontaktsolarzellen

Im Gegensatz zur Standard-Siebdruckzelle wird bei rückseitenkontaktierten Solarzellen der Strom beider Polaritäten auf der Rückseite der Solarzelle abgegriffen. Durch diese Kontaktanordnung werden zumindest die breiten Emitterbusbars (Sammelschienen) oder auch die gesamte Vorderseitenmetallisierung auf die Rückseite der Zelle verlegt. Dadurch kann die Abschattung der Zellvorderseite durch das Metallgitter reduziert oder vollständig vermieden werden. Die Gesamtreflexion des einfallenden Sonnenlichts kann mit solchen Zell designs auf bis zu 3% gesenkt werden, was einen Gewinn an Kurzschlussstrom und somit ein höheres Wirkungsgradpotential bedeutet. Die im Jahr 1954 von Chapin *et al.* hergestellte erste Solarzelle aus kristallinem Silicium war bereits eine rückkontaktierte Solarzelle [7]. Bei dieser Zelle wurde der auf der Vorderseite ganzflächig sammelnde Emitter über den Rand der Solarzelle auf die Rückseite geführt und dort kontaktiert. Dieses Design könnte daher auch als *Emitter Wrap-Around* (EWA)-Solarzelle bezeichnet werden. Als weitere Formen der rückseitenkontaktierten Solarzelle sind *Metal Wrap-Around* (MWA), *Emitter Wrap-Through* (EWT), *Metal Wrap-Through* (MWT) und *Interdigitated Back Contact* (IBC) Solarzellen zu nennen. Neben höheren Kurzschlussstromdichten ermöglicht die rückseitige Anordnung beider Kontakte ein einfacheres Handling bei der Verschaltung der Zellen zur Herstellung von Modulen. Die Packungsdichte dieser Zellen im Modul ist zudem höher, was einen höheren Modulwirkungsgrad zur

¹Verfahren zur Herstellung von einkristallinem Silicium mit Sauerstoffverunreinigungen; benannt nach dem polnischen Wissenschaftler Jan Czochralski. In Bor-dotiertem *p*-Typ Cz-Si-Material bilden sich unter Beleuchtung Bor-Sauerstoff- (B_sO_{i2} -) Komplexe, welche als Rekombinationszentren wirken und die Lebensdauer von freien Ladungsträgern in dem Material reduzieren. Diesen Vorgang nennt man lichtinduzierte Degradation [6].

Folge hat und flächenproportionale Kosten des Moduls reduziert. Zusätzlich ist eine flexiblere Anordnung der Verbindungsstellen zur Verschaltung der Zelle im Modul möglich, was einen Vorteil bei der Vermeidung von Serienwiderständen durch kurze Stromwege in den schmalen Metallfingern darstellt.

Im Folgenden sollen die aktuell industriell verfolgten Rückseitenkontaktsolarzellenkonzepte IBC, MWT und EWT kurz vorgestellt werden. In Abbildung 2.1 sind schematische Querschnitte dieser Zellen einer Standard-Siebdrucksolarzelle gegenüber gestellt. EWA- und MWA-Solarzellen werden industriell nicht verfolgt, da die in den Konzepten vorgesehene Leitung des vorderseitig eingesammelten Stroms über den Rand der Solarzelle auf die Rückseite mit zunehmender Zellgröße sehr lange Strompfade und somit sehr hohe Serienwiderstandsverluste zur Folge hat. Eine Übersicht über Hocheffizienzkonzepte vorder- und rückseitenkontaktierter Solarzellen sowohl in der Forschung als auch in der industriellen Produktion findet sich in [8, 9].

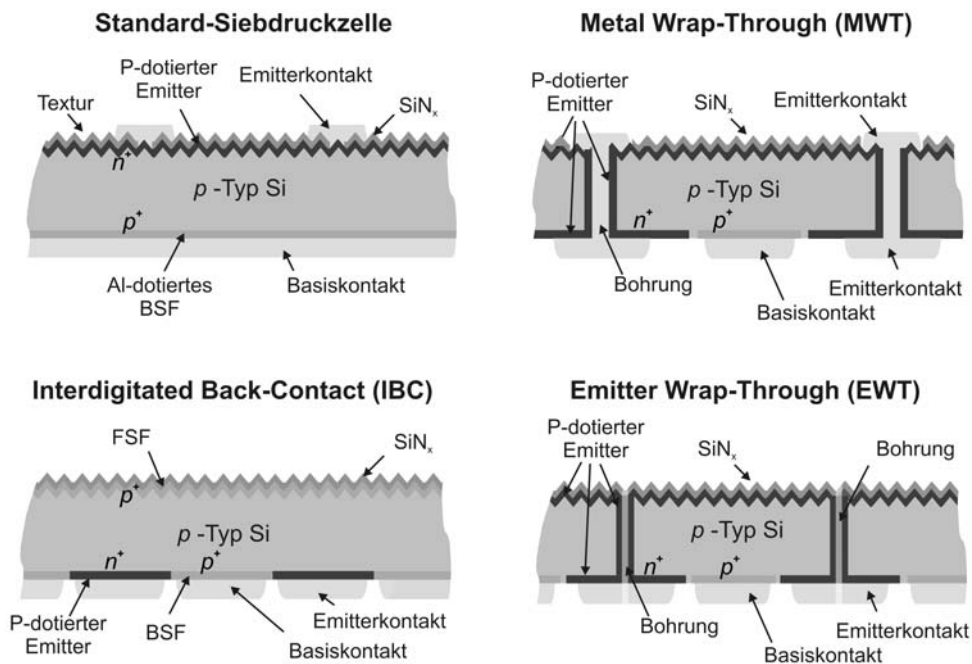


Abbildung 2.1: Schematischer Querschnitt der Standard-Siebdruck solarzelle sowie der bislang industriell verfolgten Rückkontaktsolarzellen.

2.2.1 Interdigitated Back Contact Solarzellen

Interdigitated Back Contact Solarzellen (IBC) weisen auf der Rückseite kammartig ineinander verschränkte Metallkontakte auf. Unter den Kontakten befinden sich ebenfalls ineinander greifend die dotierten Emitter- und Back Surface Field -Bereiche (s. Abb. 2.1). Die Herausforderungen in der Herstellung dieser Zellstruktur liegen in der genauen Definition der n^+ - und p^+ -dotierten Bereiche auf der Rückseite und der

Vermeidung von Kurzschlüssen bei der separaten Kontaktierung beider Bereiche. Zudem muss die effektive Diffusionslänge der vorwiegend auf der Zellvorderseite generierten freien Minoritätsladungsträger² groß genug sein, um von dem ausschließlich auf der Rückseite befindlichen kontaktierten Emittor mit ausreichend hoher Wahrscheinlichkeit eingesammelt werden zu können. Für eine große Diffusionslänge muss sowohl die Qualität des Wafermaterials als auch der Vorderseitenpassivierung sehr hoch sein. Daher befindet sich in der Regel auf der Vorderseite dieser Zellen zum Zweck der Feldeffektpassivierung eine ganzflächig dotierte *Front Surface Field*- oder *Floating Emitter*-Schicht³.

Die IBC-Solarzelle wurde ursprünglich als Zelldesign für Lichtkonzentratoranwendungen vorgeschlagen, da die rückseitig angebrachten Kontakte einen großflächigen Metallisierungsgrad und somit bei den hohen auftretenden Stromdichten einen geringeren Serienwiderstand ermöglichen [10]. Die erste 1975 von Schwartz *et al.* vorgestellte IBC-Zelle hatte einen Wirkungsgrad von 17,5% bei einer Beleuchtungsintensität von 50 Sonnen [11]. Die Zelle wurde kontinuierlich weiterentwickelt und bereits 1985 mit einem Wirkungsgrad von 21% bei 1 Sonne vorgestellt [12]. Der derzeitige Wirkungsgradrekord von $> 22\%$ wird von der im Jahr 1985 gegründeten Firma *SunPower Corp.* gehalten. Im September 2009 kündigte die Firma *PlanetSolar* die Fertigstellung eines Katamarans an, der ausschließlich mit *SunPower*-Zellen betrieben um die Welt fahren soll [13]. Die in dem Katamaran verbauten 38000 Zellen weisen einen Wirkungsgrad von $\geq 22\%$ auf. Genaue Informationen über verwendete Technologien und Methoden zur Fertigung der Solarzelle sind jedoch nicht bekannt.

2.2.2 Metal Wrap-Through Solarzellen

Bei der *Metal Wrap-Through* Solarzelle (MWT) werden ausschließlich die Emittorbusbars auf die Rückseite der Solarzelle verlegt. Die dünnen Emittorkontaktfinger verbleiben auf der Zellvorderseite und werden an ausgewählten Knotenpunkten des Kontaktgitters (Grid) durch metallgefüllte Bohrungen auf die Rückseite der Zelle geführt (s. Abb. 2.1). Das ermöglicht eine Reduzierung der Verschattung der Zelle bei gleichzeitig effizienter Vorderseitensammlung der Minoritätsladungsträger und einem verlustarmen Transport des vorderseitig eingesammelten Stroms auf die Rückseite. Die Funktionalität der rückseitigen Metallisierung beider Polaritäten kann allein auf die Verbindung der Zellen im Modul beschränkt sein [14] oder zusätzlich einen auf der Zellrückseite angebrachten lokalen Emittor kontaktieren [15]. Das MWT-Konzept vermeidet somit die Abschattungsverluste durch Metallkontakte nicht vollständig, nützt aber die Vorteile einer vereinfachten Modulverschaltung mit höheren Moduleffizienzen im Vergleich zu Zellen mit Lötverbindungen auf Vorder-

²Minoritätsladungsträger sind die Ladungsträger, die aufgrund der Dotierung des jeweiligen Zellbereiches weniger stark vertreten sind, d.h. Elektronen in *p*-Typ-Si, Löcher in *n*-Typ-Si. Minoritäten werden überwiegend durch Diffusion transportiert, Majoritätsladungsträger durch Drift, d.h. elektrische Felder.

³Nicht kontaktierte hochdotierte Si-Oberflächenschichten.

und Rückseite [16, 17].

Die erfolgreiche Demonstration erster MWT-Solarzellen erfolgte Ende der 80er Jahre im Rahmen der Entwicklung von Weltraumsolarzellen [18]. Die Firma *Photovoltech* entwickelte in Zusammenarbeit mit dem belgischen Forschungsinstitut IMEC (*Interuniversity Microelectronics Centre*) eine siebgedruckte MWT-Solarzelle [15] und überführte sie 2003 in die Pilotfertigung [19]. Im Jahr 2006 kündigte das Unternehmen den Ausbau der Produktionskapazität dieser Zellen auf 80 MW_p pro Jahr an [20]. Heute erreicht das Unternehmen auf multikristallinen Zellen Wirkungsgrade von 14,1 – 16,3%. Auch die deutsch-niederländische Firma *Solland Solar* produziert MWT-Solarzellen [20]. *Solland Solar* hat dafür vom niederländischen Forschungszentrum ECN (*Energy Research Center of the Netherlands*) eine Lizenz zur Herstellung sogenannter PUM- (*Pin-Up Module*-) Solarzellen [21] erworben. Die angebotenen multikristallinen MWT-Solarzellen der Firma erreichen Wirkungsgrade von 14,8 – 16,8%.

2.2.3 Emitter Wrap-Through Solarzellen

Die *Emitter Wrap-Through* Solarzelle (EWT) weist eine ähnliche Bauart wie eine *Interdigitated Back Contact* Solarzelle mit einem vorderseitigem *Floating Emitter*⁴ auf. Daher beinhaltet die Herstellung dieser Zelle ähnliche Herausforderungen in der Definition der n^+ - und p^+ -dotierten Bereiche auf der Rückseite und der kurzschlussfreien Kontaktierung. Die Bor-dotierte BSF-Schicht der Zelle kann jedoch in der EWT-Struktur aufgrund der veränderten Stromsammlung in der Zelle durch die Verwendung lokaler Basiskontakte, wie z.B. den LFCs (*Laser-Fired Contacts* [22]), entfallen. Das Hauptunterscheidungsmerkmal der EWT-Zelle ist jedoch die elektrische Verbindung des Vorderseitenemitters mit dem Rückseitenemitter durch Bohrungen im Si-Wafer, in deren Wandungen ebenfalls eine leitende Emitterschicht eindiffundiert ist (s. Abb. 2.1). Anders als bei der *Metal Wrap-Through* Solarzelle ist die Zellvorderseite somit vollständig metallfrei und der vorderseitig eingesammelte Strom wird über den leitenden Emitter in den Bohrungen auf die Zellrückseite geführt. Da der Ladungsträgertransport im Emitter der Bohrungen größere Serienwiderstände erfährt als im Metall, ist die Dichte der Bohrungen auf EWT-Solarzellen wesentlich höher als im Fall der MWT Solarzelle. Durch den beidseitig sammelnden Emitter der EWT-Solarzelle ist der durchschnittliche Weg der diffundierenden Minoritätsladungsträger verkürzt. Hierdurch wird auch im Fall geringer Diffusionslängen der Ladungsträger eine hohe Stromsammelwahrscheinlichkeit und somit ein vergleichsweise hoher Kurzschlussstrom der Zelle sichergestellt. Darüber hinaus bewirkt die beidseitige Stromsammlung jedoch auch eine Verzerrung der Zellkennlinie und die Reduzierung des Füllfaktors aufgrund des sogenannten VIRE (*Via-Resistance Induced Recombination Enhancement*)-Effekts [23, 24]. Dieser Effekt verursacht ein spannungsabhängiges Rekombinationsverhalten der Zelle und basiert auf dem spannungsabhängigen Spannungsabfall über der Bohrung zwischen

⁴Ein Floating Emitter entspricht einer dotierten Emitterschicht, welche keine leitende Verbindung zu einem Metallkontakt aufweist.

dem Vorder- und Rückseitenemitter⁵. Die Wirkungsgradhistorie von Zellen mit einer EWT-Struktur wird im Folgenden ausführlich betrachtet.

Das als *Emitter Wrap-Through* bekannte Zelldesign wurde erstmals 1993 von Gee *et al.* vorgestellt [25]. Es gab jedoch bereits wesentlich früher erste Ansätze für die Herstellung von Zellen mit einem sehr effizient sammelnden Emitter auf der Zellvorderseite, der, um Abschattungsverluste durch Metallfinger zu vermeiden, über Durchführungen leitend mit einem kontaktierten Emitter auf der Zellrückseite verbunden ist. 1980 stellten Hall *et al.* die sogenannte *Polka dot*-Solarzelle mit ersten Wirkungsgraden von bis zu 10,5 % auf 14,1 cm² Zellfläche vor [26]. Bei dieser Zelle wurden invertierte Pyramiden von der Zellvorderseite bis zur Rückseite durch den Wafer geätzt, wodurch nach der Emitterdiffusion eine elektrische Verbindung von Vorderseiten- und Rückseitenemitter erreicht wurde. Ein ähnliches Prinzip wurde mit dem *Waffle*-Zellkonzept verfolgt, mit welchem das *Microelectronics Centre* der *Technical University of Denmark* auf 30 cm² Zellfläche Wirkungsgrade von 12-15% erzielte [27].

Die Verwendung von Laserstrahltechnologie zur Herstellung von emitterverbindenden Bohrungen, wie sie J. Gee vorschlug, bedeutete einen wichtigen Schritt in Bezug auf die industrielle Umsetzbarkeit der *Emitter Wrap-Through* Solarzelle. Erste Wirkungsgrade von bis zu 8,8 % auf 36 cm² Fläche wurden erreicht [25]. Gee nutzte diese Errungenschaft und gründet die Firma *Advent Solar, Inc.*, um die EWT-Solarzelle in eine Pilotproduktion zu überführen. Das Unternehmen veröffentlichte 2005 Wirkungsgrade von 14 % und 15,2 % auf multikristallinem und monokristallinem FZ- (*Float-Zone*-⁶)Silicium [28]. 2006 wurde die Produktion der EWT-Solarzelle auf multikristallinen Si-Wafern mit einer Kapazität von 25 MW_p pro Jahr angekündigt [29]. 2007 wurden die weltweit ersten industriell hergestellten EWT-Solarzellen zunächst mit (12,5 × 12,5) cm², im weiteren Verlauf des Jahres mit (15,6 × 15,6) cm² Zellfläche verkauft. Unbekannte technische Herausforderungen zwangen das Unternehmen jedoch im Jahr 2008 die Produktion einzustellen und die Zelle im Labor zunächst weiterzuentwickeln. Im April 2009 berichtete das Unternehmen, dass es seine *Ventura Solar Technology* auf monokristallines und UMG-Silicium (*Upgraded Metallurgical-Grade*⁷) ausgeweitet und auf allen Materialien überdurchschnittliche Wirkungsgrade erreicht habe: auf monokristallinem Si: 18,2 %, multikristallinem Si: 17,2 % und auf

⁵Die lokale Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus ist demnach auf der Zellvorderseite höher als auf der Zellrückseite. Durch eine spannungsabhängige Verschiebung des Anteils des Stroms, der auf der Vorderseite eingesammelt und durch die Bohrung geleitet wird, sowie der Abnahme der Gesamtstromdichte zu höheren Spannungen hin, ist der Spannungsabfall über der Bohrung ebenfalls eine von der äußeren Spannung abhängige Größe. Das wiederum führt zu einer Variation der lokalen Spannung auf der Zellvorderseite und zu nicht idealem Rekombinationsverhalten der Zelle mit hohen Idealitätsfaktoren und somit geringem Füllfaktor.

⁶Bei Float-Zone Silicium handelt es sich um hochreines monokristallines Si mit sehr geringen Konzentrationen von Verunreinigungen, wie z.B. Kohlenstoff und Sauerstoff. Die Herstellungsart dieses Siliciums ist teurer als andere Verfahren, die Qualität des Materials, gemessen an der Ladungsträgerlebensdauer, ist jedoch ungleich höher.

⁷Multikristallines Silicium, das etwa drei Größenordnungen unreiner und um etwa einen Faktor 20 billiger in der Herstellung als Standard-multikristallines Silicium ist.

UMG-Si: 16,56 % [30]. Noch im selben Jahr wurden allerdings die Bemühungen aufgegeben, die Produktion der Zellen wieder aufzunehmen. Im Jahr 2008 kündigte die deutsche Firma *Stiebel Eltron GmbH & Co. KG* die Prüfung des Unternehmens an, die von Engelhart *et al.* am *Institut für Solarenergieforschung Hameln* (ISFH) entwickelte RISE-EWT-Solarzelle [31, 32] in eine Pilotlinie zu überführen [33]. Die Entwicklung der RISE-EWT-Solarzelle ist Gegenstand der vorliegenden Dissertation. Daher wird auf sie im Abschnitt „Die RISE-EWT-Solarzelle“ separat eingegangen. Neben den Ansätzen, EWT-Zellen industriell zu fertigen, wurde die Zelle nach der Einführung von Lasertechnologie zur Realisierung der EWT-Bohrungen auch in unterschiedlichen Forschungseinrichtungen weiterentwickelt.

Das Forschungsinstitut ECN (*Energy Research Center of the Netherlands*) veröffentlichte im Jahr 1997 erste Ergebnisse zu EWT-Solarzellen auf multikristallinem Silicium mit Laserbohrungen, Etch-Resist-Druck-Strukturierung und Siebdruck Metallisierung einen Wirkungsgrad von 9,5 % auf einer Fläche von 100 cm² [34].

1999 wurde von Smith *et al.* (*Sandia National Laboratories*) auf monokristallinem FZ- (*Float-Zone*-Silicium ein Wirkungsgrad von 18,2 % auf einer Fläche von 41 cm² berichtet [35], wobei Photolithographie für die Definition der Emitter- und Basisgebiete auf der Zellrückseite eingesetzt wurde.

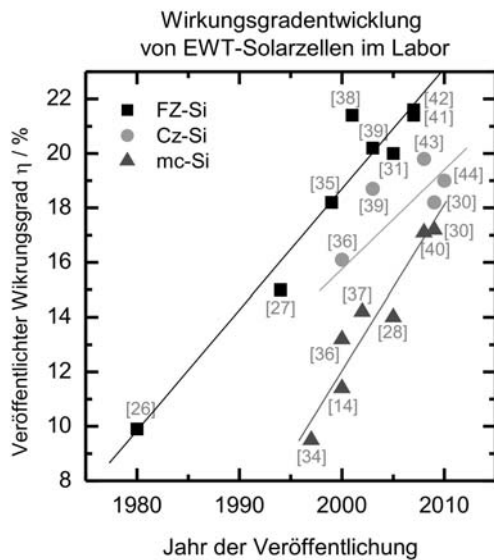
In der belgischen Forschungseinrichtung IMEC (*Interuniversity Microelectronics Centre*) beschäftigte man sich ebenfalls mit der Entwicklung und Charakterisierung von Rückkontaktsolarzellen. Kerschaver *et al.* veröffentlichten im Jahr 2000 experimentelle Ergebnisse zu MWT, MWA (*Metal Wrap-Around*) und EWT-Solarzellen. Der höchste Wirkungsgrad für EWT-Solarzellen in dieser Veröffentlichung betrug 11,4 % auf 100 cm² großen multikristallinen Wafern [14].

Auch an der Universität Konstanz wurde an EWT-Zellen geforscht. Mit konventioneller Siebdruckmetallisierung und einer selektiven Emitterstruktur wurden auf Bor-dotiertem Cz-Silicium 15,8 % erreicht. Unter Einsatz einer nasschemisch strukturierten SiN_x-Passivierschicht auf der Zellbasis wurden 16,1% erzielt. Zwei Jahre später wurde ein Wirkungsgrad von 14,2 % auf multikristallinem Si veröffentlicht [36, 37].

Auf qualitativ hochwertigem FZ-Silicium veröffentlichte das Fraunhofer-ISE (*Institut für Solare Energiesysteme*) im Jahr 2001 einen beachtlichen Wirkungsgrad von 21,4 % [38] auf 4,0 cm² Zellfläche. Dieses Ergebnis wurde ebenfalls unter Verwendung aufwendiger Photolithographie, mehrerer Phosphordiffusionen sowie einer Bordiffusion erzielt. Mit vergleichbarem Prozessaufwand präsentierte das Institut auf Bor-dotiertem Cz-Si 2003 einen Wirkungsgrad von 18,7 % nach lichtinduzierter Degradation auf einer Fläche von 6,23 cm² [39].

Aus einem gemeinschaftlichen Projekt zwischen dem deutschen Zellhersteller *Q-Cells SE* und den Instituten Fraunhofer-ISE und ISFH wurde 2008 ein Wirkungsgrad von 17,1 % auf multikristallinen EWT-Solarzellen berichtet [40]. In der Fläche von 92 cm² waren die Busbarbereiche nicht enthalten.

Abbildung 2.2 fasst die Entwicklung der Wirkungsgrade von im Labor gefertigten EWT-Solarzellen auf FZ, Cz und multikristallinen (mc) Si-Wafern graphisch



Jahr	Material	Fläche [cm ²]	Referenz
1980	FZ	14,1	[26]
1994	FZ	30	[27]
1997	mc	100	[34]
1999	FZ	42	[35]
2000	mc	100	[14]
2000	Cz, mc	100, 100	[36]
2001	FZ	4	[38]
2002	mc	100	[37]
2003	FZ, Cz	6,2, 6,2	[39]
2005	mc	42	[28]
2005	FZ	92	[31]
2007	FZ	92	[41]
2007	FZ	92	[42]
2008	mc	92	[40]
2008	Cz	92	[43]
2009	Cz, mc	148	[30]
2010	Cz	148	[44]

Abbildung 2.2: Veröffentlichte EWT-Zellwirkungsgrade in den letzten 30 Jahren (Referenzen siehe Tabelle rechts)

zusammen (ohne Anspruch auf Vollständigkeit). Dabei ist zu beachten, dass die Ergebnisse mit zum Teil stark unterschiedlichem technologischem Aufwand erreicht wurden und sich auf verschiedenste Zellgrößen von 6 bis 148 cm² beziehen. Auch die Messbedingungen, was die beleuchtete Zellfläche und den Zustand von degradierbarem Cz-Si-Material angeht, können unterschiedlich sein. Trotz der beschriebenen Unsicherheiten kann dem Graphen ein klarer Trend für alle drei Materialien entnommen werden. Mit zunehmender Entwicklung der Fertigungstechnologien werden immer bessere Wirkungsgrade von bis zu 20 % und mehr mit diesem Zelltyp erreicht. Im Durchschnitt erfuhr das Zellkonzept in den letzten 30 Jahren eine jährliche Wirkungsgradsteigerung von 0,4 %/a, was das Potential dieser Hocheffizienz Zellstruktur verdeutlicht. Eine Sättigung der Wirkungsgradsteigerung kann bis zum Jahr 2010 nicht beobachtet werden.

Die RISE-EWT-Solarzelle

Die RISE-EWT-Solarzelle wurde am ISFH entwickelt und mit dem Ausgangsherstellungsprozess erstmalig von Engelhart *et al.* im Jahr 2005 vorgestellt [31]. Der Name der Zelle leitet sich aus der kammartig ineinandergreifenden, rückseitigen Fingerstruktur und der Metallisierung der Zelle mittels eines einzigen Aufdampfschrittes ab: **R**ear **I**nterdigitated **S**ingle **E**vaporation. Bei der Entwicklung der RISE-EWT-Solarzelle wurde Wert auf industriell einsetzbare Herstellungsverfahren gelegt. Die Prozesssequenz dieser Zelle ist Referenz [32] entnommen und in Abb. 2.3 schema-

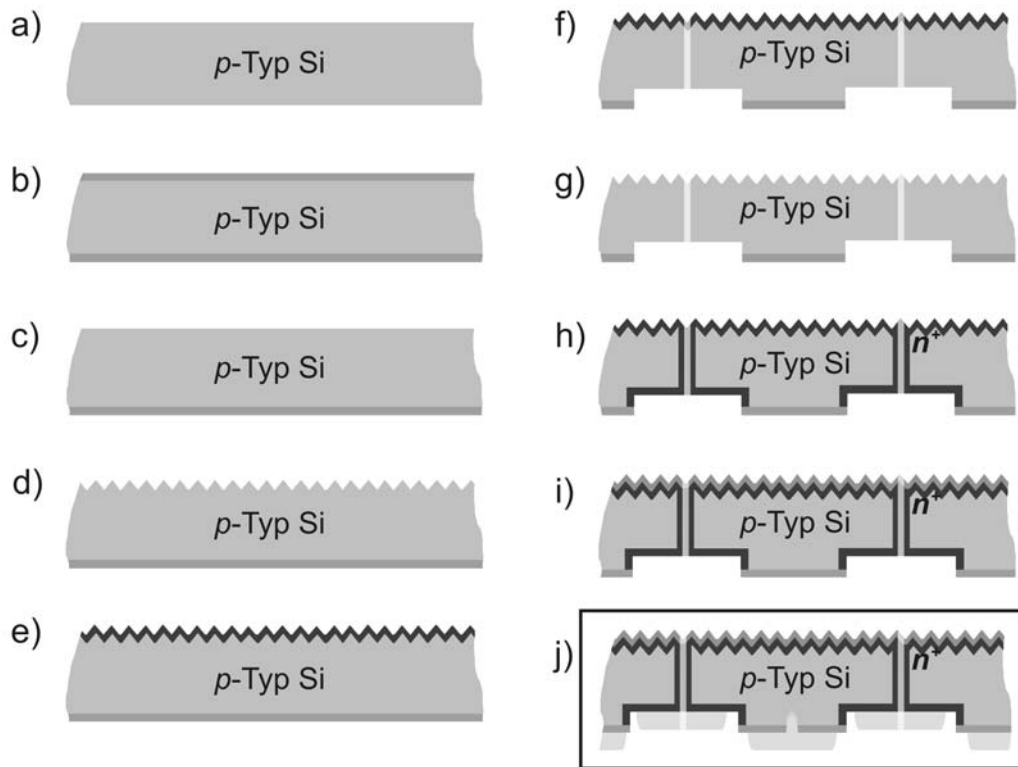


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Herstellungsprozesses der RISE-EWT-Solarzelle im Ausgangsdesign [32]. Die Erläuterungen zu den Prozessschritten a) bis j) sind dem Text zu entnehmen.

tisch dargestellt.

- Planare p -Typ Siliciumwafer werden zunächst einer nasschemischen Schaden-ätze sowie einer RCA⁸-Reinigung unterzogen.
- Als erster Hochtemperaturschritt erfolgt ein feuchter Oxidationsprozess⁹, in dem auf beiden Waferseiten eine Siliciumdioxid (SiO_2)-Schicht aufgewachsen wird.
- Durch ein einseitiges Ätzverfahren in einer Flusssäure- (HF-) Lösung wird das SiO_2 von der Solarzellenvorderseite entfernt.
- In einer anisotrop ätzenden alkalischen Ätzlösung wird die Zellvorderseite mit einer Oberflächenstruktur aus zufällig angeordneten aufrechten Pyramiden

⁸Die Abkürzung RCA steht für *Radio Corporation of America*, welche diese in der Halbleiterbauteilherstellung als Standardreinigung etablierte Reinigungssequenz einführte.

⁹Bei der feuchten Oxidation werden gasförmiger Wasserstoff (H_2) und Sauerstoff (O_2) in einem Reaktor bei Temperaturen $> 570^\circ\text{C}$ zusammengeführt, wo sie auf der Basis einer Redoxreaktion in der sog. stillen Verbrennung miteinander zu H_2O , d.h. zu Wasserdampf reagieren. Die sog. Knallgasreaktion wird durch die hohe Temperatur im Reaktor unterbunden.

- versehen. In der Textur-Lösung wirkt das rückseitige SiO_2 als Ätzbarriere.
- e) Auf der Zellvorderseite wird anschließend mittels PE-CVD- (*Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition*-)Verfahren eine Siliciumnitrid- (SiN_x -) Schutzschicht abgeschieden.
 - f) Die Strukturierung der SiO_2 -Schicht auf der Solarzellenrückseite sowie das Anbringen der EWT-Bohrungen erfolgt mittels Laserstrahltechnologie. Der laserinduzierte Kristallschaden auf der Rückseite und in den Bohrungen wird simultan in einer Kalilauge (KOH) nasschemisch entfernt. Das verbliebene SiO_2 auf der Rückseite und das SiN_x auf der Vorderseite dienen in der KOH-Lösung als Ätzbarriere.
 - g) Durch Auskochen in einer Phosphorsäurelösung wird die SiN_x -Schicht auf der Vorderseite selektiv zur rückseitigen SiO_2 -Schicht entfernt.
 - h) Nach einer HNO_3/HF -Reinigung in einem Salpeter-Flusssäure-Gemisch wird in einer POCl_3 -Diffusion¹⁰ der n^+ -Emitter in die Vorderseite, die Bohrungsinnenwände sowie in die auf der Rückseite freiliegende Si-Oberfläche eindiffundiert. Die SiO_2 -Schicht wirkt in diesem Prozessschritt als Diffusionsbarriere.
 - i) Die Passivierung und Antireflexbeschichtung der texturierten Solarzellenvorderseite erfolgt nach einer RCA-Reinigung, in der auch das im Diffusionsprozess entstandene Phosphorglas abgenommen wird, durch eine mittels CVD-Verfahren abgeschiedene SiN_x -Schicht.
 - j) Die Kontaktierung und Metallisierung der Solarzellen erfolgt durch Aufdampfung von Aluminium (Al) im Hochvakuum. Auf das Aluminium wird im gleichen Vakuumschritt eine dünne SiO_x -Schicht aufgedampft, welche in einem Ätzschritt zur Trennung der Kontakte auf den ebenen Fingerflächen als Ätzbarriere dient. Auf den steilen Zwischenfingerflanken bedeckt das SiO_x das dort stengelartig gewachsene Aluminium nicht durchgängig, so dass die Aluminiumätze dort angreifen kann und die Kontakttrennung entlang der Kante vollzieht (siehe [32]). Als letzter Schritt erfolgt die Kontaktierung der Basis durch das Feuern von Aluminium durch die SiO_2 -Schicht in das p -Typ Si mittels Laserstrahlung. Es entstehen sogenannte *Laser-Fired Contacts* [22].

Mit diesem Prozessfluss wurde auf FZ-Si-Material unter Abschattung der nicht optimierten Busbarbereiche ein Wirkungsgrad von $\eta = 20,0\%$ ($V_{oc} = 637\text{ mV}$, $J_{sc} = 40,6\text{ mA/cm}^2$, $FF = 77,3\%$) auf einer beleuchteten Zellfläche von $91,9\text{ cm}^2$ erreicht. Erst kürzlich wurde auf ganzflächig beleuchteten ($12,5 \times 12,5$) cm^2 pseudosquare p -Typ Cz-RISE-EWT-Zellen der selben Bauweise ein Wirkungsgrad von $19,0\%$ im nicht degradierten Zustand und von $18,1\%$ im lichtdegradierten Zustand veröffentlicht [44].

Neben diesem Ausgangsherstellungsprozess wurde 2006 ein erweiterter Prozess zur

¹⁰Bei der POCl_3 -Diffusion wird das Trägergas (Stickstoff) zum Anreichern durch flüssiges Phosphorylchlorid (POCl_3) geblasen und anschließend dem Ofenrohr bei Temperaturen $> 800^\circ\text{C}$ zugeführt.

Herstellung der Zelle mit einer SiN_x -Passivierung des Rückseitenemitters vorgestellt [45]. Durch diese zusätzliche Passivierung konnte ein Spannungsvorteil von 14 mV gegenüber dem Ausgangsprozess erzielt werden. Die Kontaktöffnungen auf dem Emitter wurden bei diesen Zellen mittels Nanosekundenlaserablation mit 355 nm Wellenlänge durchgeführt.

2.3 Ladungsträgerrekombination

2.3.1 Volumenrekombination

Die Solarzelle beruht auf dem Prinzip der energetischen Anregung von Ladungsträgern (Elektronen und Löchern) durch das Sonnenlicht. Man spricht in diesem Zusammenhang von der *Generation* freier Ladungsträger oder Elektronen-Loch-Paare durch optische Anregung. Unter Beleuchtung stellen sich im Halbleiter die sog. Nichtgleichgewichtskonzentrationen von Elektronen $n = n_0 + \Delta n$ und Löchern $p = p_0 + \Delta p$ ein, die sich aus der Summe der entsprechenden Konzentrationen im thermischen Gleichgewicht (ohne Anregung) n_0 und p_0 und den angeregten Überschussladungsträgerdichten Δn und Δp ergeben. Besteht Ladungsneutralität im Halbleiter und liegen keine Ladungsträger-Haftstellen (Trappingzentren) vor, gilt $\Delta n = \Delta p$. Erreichen die frei beweglichen angeregten Ladungsträger die Metallkontakte der Zelle, werden sie in einen äußeren Stromkreis abgeführt und können dort ihre gespeicherte Sonnenenergie wieder abgeben. Der Zerfall angeregter Elektron-Loch-Paare in den nicht angeregten Energiezustand im Halbleiter wird *Rekombination* genannt und ist ein wichtiger Verlustmechanismus in Solarzellen. Neben der in jedem perfekten Halbleiterkristall auftretenden sogenannten intrinsischen Rekombination von Ladungsträgern, können Kristalldefekte zusätzliche Rekombination von Elektronen-Loch-Paaren hervorrufen. Aufgrund dieser Rekombinationsmechanismen nimmt die Dichte freier Ladungsträger in einem Halbleiter nach Abschalten der Beleuchtung über die Zeit t mit der Nettorekombinationsrate

$$U(\Delta n(t), n_0, p_0) = -\frac{\partial \Delta n(t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

ab. U ist dabei eine Funktion von Δn und im einfachsten Fall gilt $U \propto \Delta n$. Aus Gl. 2.1 folgt dann, dass das zeitliche Abklingen von Δn durch eine Exponentialfunktion beschrieben wird, mit der Zeitkonstante

$$\tau(\Delta n, n_0, p_0) = \frac{\Delta n}{U(\Delta n, n_0, p_0)}, \quad (2.2)$$

die als *Ladungsträgerlebensdauer* bezeichnet wird.

Zu den *intrinsischen* Rekombinationsmechanismen zählen die strahlende Band-Band- und die Auger-Band-Band-Rekombination.

Die *strahlende Rekombination* ist der Umkehrprozess zur optischen Anregung (Absorption). Ein Elektron wechselt von dem angeregten Zustand im Leitungsband

unter Vernichtung eines Loches in den nicht angeregten Zustand im Valenzband des Halbleiters und gibt die frei gewordene Energie in Form eines Photons ab. Die strahlende Rekombination ist proportional zum p - n -Produkt mit der strahlenden Rekombinationsrate $U_{\text{rad}} = B(np - n_i^2)$ (B : Rekombinationskoeffizient, $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, intrinsische Ladungsträgerdichte bei 300K) [46]. Die strahlende Lebensdauer ergibt sich analog zu Gl. 2.2 zu $\tau_{\text{rad}} = \frac{\Delta n}{U_{\text{rad}}}$.

Die *Auger-Rekombination* ist der Umkehrprozess der Stoßionisation und involviert neben dem rekombinierenden Elektron-Loch-Paar einen dritten freien Ladungsträger (Loch oder Elektron), auf den die Rekombinationsenergie durch Anregung in einen höheren Energiezustand übertragen wird. Dieser thermalisiert wieder an die Bandkante zurück und gibt die Energie seinerseits durch die Emission von Phononen an das Kristallgitter ab. Handelt es sich bei dem dritten Ladungsträger um ein Elektron, ist die Auger-Rekombination proportional zu n^2p , ist es ein Loch entsprechend proportional zu np^2 . Daraus ergibt sich die Auger-Rekombinationsrate

$$U_A = C_n (n^2p - n_i^2 n_0) + C_p (np^2 - n_i^2 p_0) \quad (2.3)$$

(C_n, C_p : Auger-Koeffizienten) [46] mit der Auger-Lebensdauer $\tau_{\text{rad}} = \frac{\Delta n}{U_{\text{rad}}}$.

Die intrinsischen Rekombinationsverluste ergeben für eine gegebene Waferdotierung N_{dop} ein oberes Limit für die Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{\text{int}}^{-1} = \tau_{\text{rad}}^{-1} + \tau_{\text{Aug}}^{-1}$. Die Auger-Rekombination dominiert im Silicium im Allgemeinen die strahlende Rekombination, da Silicium ein indirekter Halbleiter ist und somit für die Impulserhaltung bei der strahlenden Rekombination ein Phonon als drittes Teilchen im Prozess benötigt wird. Mit zunehmender Prozessteilchenanzahl nimmt die Prozesswahrscheinlichkeit ab, so dass die strahlende Rekombination im indirekten Halbleiter sehr viel unwahrscheinlicher ist, als in einem direkten Halbleiter (z.B. GaAs). Eine Parametrisierung der gesamten intrinsischen Rekombination ist Referenz [47] zu entnehmen.

Rekombination an Kristalldefekten

Punkt- und Linienkristalldefekte im Halbleiter stören die Periodizität des Kristallgitters und bilden somit charakteristische Energieniveaus E_t in der Bandlücke. Diese können Ladungsträger mit für sie charakteristischen Einfangsquerschnitten σ_n für Elektronen und σ_p für Löcher einfangen. Gleichzeitig können Ladungsträger aus dem Defektniveau wieder emittiert werden. Liegt der Defektzustand in der Nähe des Fermi-Niveaus, ist die Besetzung des Zustandes für beide Ladungsträger gleich wahrscheinlich. Solche Defekte sind bevorzugte Rekombinationszentren von Ladungsträgern im angeregten Zustand. Die Rekombination läuft als zweistufiger Prozess ab: nacheinander wird von der Störstelle ein Elektron aus dem Leitungsband und ein Loch aus dem Valenzband eingefangen. Das Elektronen-Loch-Paar zerfällt und steht für den Stromtransport nicht mehr zur Verfügung. Aus der Betrachtung des Gleichgewichts von Einfangs- und Emissionsraten eines Rekombinationszentrums, welches nur zwei Ladungszustände annehmen kann, ergibt sich nach Shockley, Read und Hall [48, 49] die sogenannte Shockley-Read-Hall (SRH)-Rekombinationslebensdauer

$$\tau_{\text{SRH}}(\Delta n) = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}, \quad (2.4)$$

mit den Elektronen- und Löcherkonzentrationen n_0 und p_0 im Gleichgewichtszustand. Die Einfangszeiten für Elektronen $\tau_{n0} = (N_t \nu_{th} \sigma_n)^{-1}$ und Löcher $\tau_{p0} = (N_t \nu_{th} \sigma_p)^{-1}$ sind proportional zur Defektdichte N_t und der thermischen Geschwindigkeit $\nu_{th} = 10^7 \text{ cm/s}$ der Ladungsträger mit dem Proportionalitätsfaktor der Einfangsquerschnitte σ_n und σ_p . Die Konzentrationen n_1 und p_1 sind für den Fall, dass das Fermi-Niveau mit dem Störstellenniveau E_t übereinstimmt, gleich den Ladungsträgerkonzentrationen in Leitungs- und Valenzband

$$n_1 = N_C e^{\left(\frac{E_t - E_C}{kT}\right)}, \quad p_1 = N_V e^{\left(\frac{E_V - E_t}{kT}\right)}, \quad (2.5)$$

wobei N_C und N_V die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband sind. Des Weiteren ist für Gl. 2.4 Ladungsneutralität angenommen ($\Delta n = \Delta p$). Diese Annahme gilt nicht bei der Anwesenheit von Trappingzentren oder elektrischen Feldern. τ_{SRH} setzt analog zu den oben genannten Lebensdauern τ_{rad} und τ_{Aug} die Nettorekombinationsrate U_{SRH} mit der Überschussladungsträgerdichte Δn über $U_{SRH} = \frac{\Delta n}{\tau_{SRH}}$ in Beziehung.

Da die SRH-Lebensdauer eine von Δn abhängige Größe ist, wird sie als *injektionsabhängig* bezeichnet. Für beide Grenzfälle der Niedriginjektion (LLI, $\Delta n \ll N_{dop}$) und der Hochinjektion (HLI, $\Delta n \gg N_{dop}$) nähert sich die SRH-Lebensdauer einem konstanten Wert an. Für Hochinjektion gilt $\tau_{SRH,HLI} \approx \tau_{n0} + \tau_{p0}$. In Niedriginjektion wird die SRH-Lebensdauer für tiefe Defektniveaus, die nahe der Bandlückenmitte liegen, von der Einfangszeit der Minoritätsladungsträger dominiert, so dass gilt $\tau_{SRH,LLI} \approx \tau_{n0}$ für p -leitende Halbleiter und $\tau_{SRH,LLI} \approx \tau_{p0}$ für n -leitende Halbleiter. Daher wird die unter Niedriginjektion gemessene SRH-Lebensdauer häufig auch als Minoritätsladungsträgerlebensdauer bezeichnet. Für flache Defektniveaus hingegen kann die LLI-SRH-Lebensdauer durchaus wesentlich größer sein als die Einfangszeit der Minoritäten.

Für den Fall, dass mehrere voneinander unabhängige Defekte im Kristall vorliegen, addieren sich ihre Rekombinationsraten, d.h. ihre inversen Lebensdauern zu $\tau_{SRH}^{-1} = \tau_{SRH,1}^{-1} + \tau_{SRH,2}^{-1} + \dots$

Es wird im Allgemeinen angenommen, dass die drei oben genannten Volumenrekombinationsmechanismen unabhängig voneinander ablaufen. Demzufolge können die Rekombinationsraten addiert werden und die *injektionsabhängige Volumenlebensdauer* τ_{vol} ergibt sich zu:

$$\frac{1}{\tau_{vol}(\Delta n)} = \frac{1}{\tau_{SRH}(\Delta n)} + \frac{1}{\tau_{Aug}(\Delta n)} + \frac{1}{\tau_{rad}(\Delta n)}. \quad (2.6)$$

2.3.2 Rekombination an Oberflächen

Halbleiteroberflächen sowie innere zwei- oder dreidimensionale Kristalldefekte wie z.B. Korngrenzen in multikristallinem Silicium oder Präzipitate von Verunreinigungen, stellen eine ausgeprägte Störung der Kristallperiodizität dar und führen zu

einem Kontinuum von Grenzflächenzuständen in der Halbleiterbandlücke. Die Ursache der energetische Verteilung der Defektzustände sind statistische Schwankungen der Bindungswinkel und der Abstände zu den nächsten Nachbaratomen der Defekte. Mit der Grenzflächendefektzustandsdichte $D_{it}(E)$ [$\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$] muss der SRH-Formalismus zu einem Integral erweitert werden, welches die Gesamtrekombinationsrate

$$U_s = \nu_{th} (n_s p_s - n_i^2) \int_{E_V}^{E_C} \frac{D_{it}(E)}{\sigma_p^{-1}(E) (n_s + n_1(E)) + \sigma_n^{-1}(E) (p_s + p_1(E))} dE \quad (2.7)$$

beschreibt mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte $n_i = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ bei 300K. Die Ladungsträgerdichten n_s und p_s in Gleichung 2.7 beziehen sich auf die Werte unmittelbar an der Ober- bzw. Defektgrenzfläche. Die Werte n_1 und p_1 sowie die Einfangsquerschnitte σ_n und σ_p sind im Fall einer Defektzustandsverteilung in der Bandlücke Funktionen der Zustandsenergie E . Für die Beschreibung der Rekombinationseigenschaft einer Oberfläche bei Bauteilsimulationen wird der Einfachheit halber häufig jedoch nur ein Defektniveau E_t angenommen. Analog zu den Einfangszeiten τ_{n0} und τ_{p0} zur Beschreibung der Volumendefektrekombination werden dann die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeits-Parameter $S_{n0} = \sigma_n \nu_{th} N_{it}$ und $S_{p0} = \sigma_p \nu_{th} N_{it}$ definiert, mit der Defektdichte N_{it} [cm^{-2}]. Die Rekombinationsrate ergibt sich somit zu

$$U_s = \frac{(n_s p_s - n_i^2) S_{n0} S_{p0}}{S_{n0} (n_s + n_1) + S_{p0} (p_s + p_1)}. \quad (2.8)$$

Die Rekombinationsrate U_s kann in eine sogenannte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) S überführt werden, welche die Gesamtrekombinationsrate U_s in Beziehung zu der Überschussladungsträgerdichte an der Oberfläche Δn_s setzt: $U_s = \Delta n_s S$. Somit ist S wie auch U_s eine Funktion von Δn_s , n_0 und p_0 .

Für unpassivierte Wafer- bzw. Zelloberflächen nimmt S einen großen Wert an und entspricht maximal der thermischen Ladungsträgergeschwindigkeit $v_{th} = 10^7$ cm/s. Der Rekombinationsstrom ist in diesem Fall durch den Transport der Minoritätsladungsträger per Diffusion aus dem Wafervolumen limitiert. Die drei Möglichkeiten eine Siliciumoberfläche zu passivieren sind:

- die Grenzflächenzustandsdichte durch chemisches Absättigen der offenen Bindungen (dangling bonds) mit z.B. Wasser- oder Sauerstoff zu senken,
- eine Ladungsträgersorte mittels eines elektrischen Feldes z.B. durch Aufbringen von Oberflächenladungen von der Oberfläche abzustößen,
- die Verwendung von hochdotierten Oberflächenbereichen zur Unterdrückung einer Ladungsträgersorte durch die entstehende Bandverbiegung, d.h. das Dotieren von Emittlern, Floating junctions oder Back surface fields.

Die effektivste Oberflächenpassivierung von Si-Solarzellen besteht aus einer Kombination dieser genannten Ansätze.

Die vorangegangenen Betrachtungen zur Rekombination an Oberflächen setzen voraus, dass Valenz- und Leitungsband im Halbleiter konstant sind. Für passivierte Waferoberflächen ist jedoch eine Bandverbiegung zur Oberfläche hin die Regel. Die Verbiegung der Bänder wird z.B. von fest eingebauten Ladungen in der Passivierschicht oder durch in die Grenzflächenzustände eingefangene Ladungen hervorgerufen. In thermisch gewachsenen SiO_2 -Schichten befinden sich ortsfeste positive Ladungen in einer grenzflächennahen Schicht ($< 2\text{nm}$) und sind Folge einer Verletzung der Stöchiometrie in diesem Gebiet [50]. Die Ladungsdichte Q_f ist von der Nachbehandlung der Schichten abhängig und liegt typischerweise in der Größenordnung um 10^{11} cm^{-2} [51]. Als Folge der von den Ladungen im Halbleiter erzeugten Bandverbiegung gilt nun bei Beleuchtung nicht mehr die einfache Beziehung $\Delta n_s = \Delta p_s$ und die Berechnung der Rekombinationsrate U_s verkompliziert sich erheblich. Es kann jedoch eine effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} definiert werden, für die analog zur obigen Theorie gilt:

$$S_{\text{eff}}(\Delta n) := \frac{U_s}{\Delta n}. \quad (2.9)$$

Dabei ist Δn die Überschussladungsträgerdichte am Rand der durch die Bandverbiegung entstandenen Raumladungszone. An dieser virtuellen Oberfläche existiert kein elektrisches Feld mehr und Elektronen- und Löcherüberschussdichte sind aufgrund der Ladungsneutralität wieder identisch ($\Delta n = \Delta p$). Der Rekombinationsstrom in die virtuelle Oberfläche hinein lässt sich aus der effektiven Oberflächenrekombinationsrate mit $J_{\text{Rek}} = qU_s$ beschreiben. Dabei kann nicht unterschieden werden, welcher Teil des Stroms tatsächlich an der physikalischen Oberfläche rekombiniert, und welcher im Volumen der Raumladungszone. Typischerweise dominiert jedoch die Oberfläche den Gesamtrekombinationsstrom. Ein analytischer Ausdruck für U_s als Funktion der Überschussladungsträgerdichte, der Dotierkonzentration und der Grenzflächenzustandsdichte analog zum Flachbandfall (Gl. 2.7) kann jedoch nicht angegeben werden. Eine exakte Berechnung der Rekombinationsrate U_s und somit von S_{eff} bei gegebenen Ladungsträgerdichten am Rand der Raumladungszone (in der virtuellen Ebene) erfordert das gleichzeitige Lösen der Poisson-Gleichung und der Kontinuitätsgleichung unter den genannten Randbedingungen. Eine solche Lösung ist nur mit numerischen Simulationsprogrammen möglich. Eine gute Näherungslösung kann jedoch mit dem von Grove und Fitzgerald vorgestellten [52, 53] und von Girisch *et al.* weiterentwickelten iterativen Verfahren, dem „erweiterten SRH-Formalismus“, erreicht werden [54].

Aus den Rekombinationsraten an den Waferoberflächen U_s und dem Wafervolumen $U_{\text{vol}} = U_{\text{rad}} + U_{\text{Aug}} + U_{\text{SRH}}$ setzt sich die effektive Rekombinationsrate eines Wafers U_{eff} wie folgt zusammen:

$$U_{\text{eff}} = U_{\text{vol}} + U_{\text{s,VS}} + U_{\text{s,RS}}. \quad (2.10)$$

Hierbei beziehen sich die Indizes VS und RS auf Vorder- und Rückseitenoberfläche. Die physikalisch aussagekräftigere Größe in Verbindung mit Rekombinationsprozessen ist jedoch die effektive Lebensdauer τ_{eff} eines Wafers. Über den allgemeinen

Zusammenhang zwischen Rekombinationsraten und Lebensdauern (Gl. 2.2) bzw. Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (Gl. 2.9) ergibt sich aus Gleichung 2.10:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} \int_0^W \Delta n dx = \frac{1}{\tau_{\text{vol}}} \int_0^W \Delta n dx + S_{\text{eff,VS}} \Delta n(0) + S_{\text{eff,RS}} \Delta n(W). \quad (2.11)$$

Für die Näherung einer konstanten Ladungsträgerdichteverteilung über die Wafertiefe z (diese Näherung gilt nur für geringe S_{eff} -Werte), die einer gemittelten Trägerdichte Δn_{av} entspricht (mit $\Delta n(0) = \Delta n(W) = \Delta n_{\text{av}} = \frac{1}{W} \int_0^W \Delta n dx$) und gleichen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten auf Wafervorder- und -rückseite ($S_{\text{eff,VS}} = S_{\text{eff,RS}} = S_{\text{eff}}$) vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}(\Delta n)} = \frac{1}{\tau_{\text{vol}}(\Delta n)} + \frac{2S_{\text{eff}}(\Delta n)}{W}. \quad (2.12)$$

Im Fall von großen effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten kann die Näherung konstanter Ladungsträgerdichteverteilungen nicht mehr aufrecht erhalten werden. Die effektive Lebensdauer wird in diesem Fall nicht mehr von S_{eff} bestimmt, sondern durch die Transportrate für die Minoritätsladungsträger durch Diffusion zur Oberfläche hin. Sproul *et al.* veröffentlichten 1994 Näherungen für verschiedene Randbedingungskonfigurationen, um τ_{eff} zuverlässig als Funktion selbst großer S_{eff} -Werte angeben zu können [55]. Für symmetrische Lebensdauerproben, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden ($S_{\text{eff,VS}} = S_{\text{eff,RS}}$), ergibt sich aus diesen Betrachtungen die von Grivickas *et al.* [56] bereits 1989 vorgestellte Formel:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}(\Delta n)} = \frac{1}{\tau_{\text{vol}}(\Delta n)} + \left(\frac{W}{2S_{\text{eff}}(\Delta n)} + \frac{W^2}{D\pi^2} \right)^{-1}. \quad (2.13)$$

2.4 Lokale Kontaktöffnungen für Si-Wafersolarzellen

Unpassivierte Oberflächen, wie z.B. die Kontaktflächen einer Si-Wafersolarzelle sind hoch rekombinationsaktiv (s. Kap. 2.3.2) und können einen wirkungsgradlimitierenden Faktor darstellen. Um die Rekombinationsverluste einer Solarzelle zu minimieren und die offene Klemmenspannung (s. Kap. 6.5.1) zu maximieren, ist daher die Reduzierung der unpassivierten und metallisierten Oberflächenbereiche eine wirksame Maßnahme. Ein Beispiel für diese Strategie stellen die Rückseiten der PERC- (*Passivated Emitter and Rear Cell*) und PERL- (*Passivated Emitter, Rear Locally Diffused*) Solarzelle dar [4, 57]. Beide Zellstrukturen weisen eine ganzflächige SiO_2 -Passivierschicht mit punktförmigen Öffnungen für die Kontaktierung der Basis auf. Die Effektivität dieser Strategie wird durch die Tatsache unterstrichen, dass die PERL-Solarzellen mit $\eta = 24,7\%$ den aktuellen Weltwirkungsgradrekord von kristallinen Si-Solarzellen (Single-Junction) halten.

Hieraus resultiert der Ansatz dieser Arbeit, eine ganzflächige SiO_2 -Rückseitenpassivierung mit lokalen Kontaktöffnungen in die RISE-EWT-Solarzelle zu integrieren.

Im Allgemeinen können dielektrische Passivierschichten jedoch ausschließlich ganzflächig mittels PE-CVD- (*Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition*-), PVD- (*Physical Vapour Deposition*) oder ALD- (*Atomic Layer Deposition*-) Verfahren abgeschieden oder in thermischen Ofenprozessen aufgewachsen werden. Für die Herstellung lokaler Kontaktöffnungen müssen diese Schichten daher anschließend lokal von der Si-Oberfläche entfernt werden.

2.4.1 Herstellungsverfahren

Im Folgenden sind die bekannten Prozesse für die Herstellung lokaler Kontaktöffnungen in Passivierschichten aufgelistet:

- **Photolithographie** [58]:
Bei diesem Verfahren wird auf die Passivierschicht ganzflächig ein photosensitiver Lack aufgesprüht oder geschleudert, der nach einem Trocknungsprozess durch eine Schattenmaske hindurch beleuchtet wird. Die beleuchteten Bereiche des Lacks werden je nach Lackart entweder in ihrer Entwicklerätzrate erhöht (Positivlack) oder vernetzt und damit unlöslich im Entwickler (Negativlack). Nach dem Entwicklerbad liegt die gewünschte Lackstruktur vor. In dem darauf folgenden Ätzschritt dient der Lack als Ätzbarriere, so dass die Passivierschicht in den geöffneten Lackbereichen selektiv geätzt werden kann. Anschließend muss der Lack in einem Lösungsmittel wieder entfernt werden. Dieser Prozess wurde für die Herstellung der Labor-PERC-Zellen [57] verwendet. Aufgrund der vielen nasschemischen Prozessschritte ist das Verfahren sehr aufwendig und teuer und daher für eine industrielle Fertigung wenig geeignet.
- **Laserstrahlstrukturierung von Ätzschutzlacken:**
Im Labor wird auch die Laserstrahlablation von Ätzschutzlacken eingesetzt [59]. Mit diesem Prozess lassen sich gegenüber der Photolithographie die justierte Beleuchtung durch eine Maske und das Entwicklerbad einsparen. Zudem sind die Anforderungen an den Lack deutlich reduziert.
- **Strukturiertes Aufbringen von Ätzschutzlacken:**
Ein weiterer Prozessschritt kann eingespart werden, in dem die Aufbringung des Ätzschutzlackes bereits strukturiert erfolgt. Das kann mittels Siebdruck-, Inkjet-(Tintenstrahldruck-) [60] oder Aerosolspritzverfahren realisiert werden. Da die Inkjet-Technologie aus anderen Anwendungsbereichen bereits sehr gut entwickelt ist und sich mit dieser Technologie präzise und schädigungsfreie Kontaktöffnungen realisieren lassen, ist dieses Verfahren von großem Interesse für die Industrie. Ein Nachteil ist der unverzichtbare Einsatz von Nasschemie zum Ätzen und zum Strippen des aufgetragenen Lackes.

- **Strukturiertes Aufbringen von Ätzpasten:**

Das zum Drucken von Ätzschutzlacken inverse Verfahren ist das Drucken von Ätzpasten auf die zu öffnenden Bereiche [61]. In diesem Fall entfällt das Entfernen eines Lackes, die ätzende Paste muss jedoch nasschemisch von der Oberfläche entfernt werden. Aufgrund mangelnder Präzision und Kontrollierbarkeit hinsichtlich des Aufbringens der Paste sowie noch zu leistender Pastenentwicklung, um auch dicke dielektrische Schichten zuverlässig ätzen zu können, befindet sich dieses Verfahren derzeit im Entwicklungsstadium.

- **Mechanische Strukturierung der Passivierschicht:**

Einen großen Vorteil gegenüber den oben genannten Verfahren weisen Verfahren auf, welche die unmittelbare Strukturierung der Passivierschicht zum Ziel haben. Eine Möglichkeit bietet die mechanische Strukturieren der Schicht mittels Säge [62] oder Diamantritzer [63]. Die Hauptnachteile dieser direkt strukturierenden Verfahren sind die mechanische Belastung des gesamten Bauteils sowie die limitierte Präzision und Flexibilität.

- **Maskiertes Plasmaätzen der Passivierschicht:**

Das in der Halbleiterindustrie vielfach eingesetzte Plasmaätzen eignet sich ebenfalls, um mit Hilfe von Ätzmasken Passivierschichten selektiv zu strukturieren [64]. Als Nachteil dieses Verfahrens sind der aufwendige Vakuumprozess, die Maskenpositionierung, ein geringer Durchsatz sowie hohe Kosten durch den Verbrauch und die Handhabung der fluor- oder chlorhaltigen Ätzgase zu nennen.

- **Laserstrahlstrukturierung der Passivierschicht:**

Eine attraktive Alternative für die industrielle Fertigung von Zellen mit lokalen Kontaktöffnungen ist die direkte Laserstrahlablation der Passivierschicht. Dieses Verfahren kann sowohl auf vorderseitenpassivierenden SiN_x -Schichten als auch auf rückseitenpassivierenden Schichten angewendet werden [64]. Die Herausforderung liegt bei diesem Prozess darin, das Silicium-Substrat unter der zu ablatierenden Schicht nicht elektrisch signifikant zu schädigen. Der große Vorteil dieses Verfahrens ist die vollständig nasschemiefreie und somit günstige und zudem flexible Prozessierung von Kontaktöffnungen. Daher erfährt dieses Verfahren großes Interesse aus der Industrie.

Laserstrahltechnologie für die Herstellung lokaler Kontaktöffnungen ist in den letzten Jahren ins Blickfeld der PV-Forschung geraten. Insbesondere die Entwicklung immer robuster werdender Ultra-Kurzpulslaser weckt aufgrund der durch die kurze Pulsdauer realisierbaren geringen Wärmeeinflusszone das Interesse der Hocheffizienzzellentwickler. So haben sich verschiedene Forschungsgruppen mit der SiN_x -Laserablation auf texturierten Zellvorderseiten für die Realisierung selektiver Emittter und alternativer Vorderseitenmetallisierungverfahren mittels *elektroless plating* befasst [65–70]. Aber auch die Herstellung lokaler Kontaktöffnungen für Siliciumoxidpassivierte Zellrückseiten mittels Laserstrahlablation stand in den letzten Jahren im Fokus der Forschung. Dabei muss zwischen den unterschiedlichen Verfahren zur

Herstellung der SiO_x -Schichten unterschieden werden, da abgeschiedene und aufgewachsene Oxide unterschiedliche Eigenschaften insbesondere bezüglich der mikroskopischen Schichtstruktur und ihrer mechanischen Stabilität aufweisen. Das Solar Zentrum Erfurt (*CiS Institut für Mikrosensorik GmbH*) veröffentlichte im Jahr 2007 rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen [71] sowie Lebensdaueruntersuchungen [72] zur Ablation von AP-CVD (*Atmospheric Pressure Chemical Vapour Deposition*) - SiO_x -Schichten mittels Nanosekundenlaserpulsen der Wellenlänge 1064 nm, 532 nm und 355 nm. Des Weiteren untersuchte die Gruppe Lebensdauern nach Femtosekundenlaserablation (fs-Laser, 780 nm) [71]. Das litauische *Applied Research Institute for Prospective Technologies* zeigte erste Untersuchungen zu den Ablationsschwellen von PE (*Plasma-Enhanced*) -CVD und Sol-Gel - SiO_x -Schichten mittels fs-Laser (1030 nm) [73].

Glunz *et al.* wendeten erstmals die Laserstrahlablation von thermisch gewachsenen SiO_2 -Schichten auf PERC-Zellrückseiten an [64]. Parameterstudien zur Ablation von thermischen SiO_2 -Schichten in Anwendung auf Si-Wafersolarzellen wurden jedoch erst später veröffentlicht. Engelhart *et al.* veröffentlichten im Jahr 2007 Ergebnisse zu Kontaktwiderständen auf und Rekombinationseigenschaften (Emittersättigungsstromdichten, s. Kap. 6.4.4) von laserbearbeiteten Emitterbereichen, welche die Ablation der Passivierschicht mittels ns-Laser (355 nm) und Pikosekundenlaser (ps-Laser, 532 nm) miteinander verglichen [32, 74]. Anhand dieser Ergebnisse konnte gezeigt werden, dass im Fall der SiO_2 -Ablation von Phosphor-dotierten Emitter-schichten der ps-Laser weniger elektrisch aktive Kristalldefekte verursacht als der ns-Laser und dass die ps-Laserablation mit einer nachfolgenden selektiven Diffusion in den laserbearbeiteten Bereichen hinsichtlich der Rekombination vergleichbar mit nasschemischen Kontaktöffnungen ist.

2.4.2 Analytische Beschreibung der Sättigungsstromdichte von Basisoberflächen mit lokalen Kontakten

Wie in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben ist, führt die ganzflächige Passivierung einer Si-Zelloberfläche mit lokalen Kontaktöffnungen zu einer signifikanten Reduzierung der Rekombination in der Zelle. Insbesondere bei nicht diffundierten Basisoberflächen führt die Verteilung der lokalen Kontaktöffnungen jedoch auch zu einer Beeinflussung des Stromflusses in der Zelle. Dieser verläuft dann nicht mehr wie im Fall einer Oberfläche mit homogenen Rekombinationseigenschaften quasi laminar, d.h. eindimensional, sondern weist vielmehr eine dreidimensionale Charakteristik auf. Rekombinationsverluste im Basisvolumen und an der Basisoberflächen werden anhand der sogenannten Basissättigungsstromdichte J_{0b} beschrieben und quantifiziert. J_{0b} lässt sich im Fall einer homogenen Basisoberfläche (eindimensionaler Stromtransport) bei bekannter Volumenlebensdauer τ_{vol} und effektiver Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} analytisch berechnen [75]. Für Niedriginjektion ($\Delta n \ll N_{\text{dop}}$) gilt:

$$J_{0b} = \frac{qDn_i^2}{L_{\text{eff}}N_{\text{dop}}} \quad (2.14)$$

mit der effektiven Diffusionslänge

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{vol}} \frac{1 + S_{\text{eff}} \frac{L_{\text{vol}}}{D} \tanh\left(\frac{W}{L_{\text{vol}}}\right)}{S_{\text{eff}} \frac{L_{\text{vol}}}{D} + \tanh\left(\frac{W}{L_{\text{vol}}}\right)} \quad (2.15)$$

und der Volumendiffusionslänge $L_{\text{vol}} = \sqrt{D\tau_{\text{vol}}}$. D ist die Diffusionskonstante der Minoritätsladungsträger.

Räumlich inhomogene Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten, wie sie für passivierte Basisoberflächen mit lokalen Kontaktöffnungen auftreten, führen zu einer räumlich inhomogenen Ladungsträgerdichteverteilung und in Folge zu dreidimensionalen Stromflüssen. In diesem Fall bedarf ein Modell zur Berechnung der Basis sättigungsstromdichte J_{0b} der Betrachtung aller drei Dimensionen. Daher werden häufig Finite Elemente Bauteilsimulationen eingesetzt, um Punktkontaktgeometrien zu berechnen und zu optimieren [76,77]. Für die analytische Beschreibung von Basis sättigungsstromdichten von lokal kontaktierten Solarzellen haben Schöffthaler *et al.* 1994 ein Skalierungsgesetz eingeführt, das die Berechnung von J_{0b} als Funktion der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) in den passivierten Basisbereichen S_{pass} und in den kontaktierten Bereichen S_{met} für zwei Grenzfälle erlaubt [78]. Fischer entwickelte für beide Grenzfälle einen analytischen Ausdruck für S_{eff} als Funktion von S_{pass} , S_{met} , dem kontaktierten Flächenanteil f , dem Kontaktabstand L_p und L_{vol} , welcher den geometrieabhängigen Serienwiderstand der Basis sowie den dreidimensionalen Stromtransport in Solarzellen mit lokalen Kontaktöffnungen auf eine eindimensionale Rechnung reduziert [79].

$$\begin{aligned} S_{\text{eff}} &= S_{\text{Kont}} + \frac{S_{\text{pass}}}{1-f} && \text{(large scale limit)} \\ S_{\text{eff}} &= S_{\text{Kont}} + S_{\text{pass}}(1-f) && \text{(small scale limit)}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

mit

$$S_{\text{Kont}} = \frac{D}{W} \left[\frac{L_p}{2W\sqrt{\pi f}} \arctan\left(\frac{2W}{L_p} \sqrt{\frac{\pi}{f}}\right) - e^{-\frac{W}{L_p}} + \frac{D}{fWS_{\text{met}}} \right]^{-1} \quad (2.17)$$

Plagwitz führte diese Ausdrücke zu einer Funktion von $J_{0b}(S_{\text{pass}}, S_{\text{met}}, f, L_p, L_{\text{vol}})$ zusammen, die für beide Grenzfälle Gültigkeit besitzt [80].

2.5 Gepulste Laserstrahlbearbeitung von Festkörpern

In dieser Arbeit wurde die Ablation von SiO_2 -Schichten von Si-Wafersubstraten mittels gepulster Laserstrahlung untersucht. Im Folgenden wird auf die Wechselwirkungen von gepulster Laserstrahlung und bestrahlter Materie eingegangen. Bei den folgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, dass sich der zu bearbeitende Si-Wafer in Luftatmosphäre und der x - y -Ebene eines kartesischen Koordinatensystems

befindet. Die Laserstrahlausbreitungsrichtung wird orthogonal zur Waferoberfläche in z -Richtung angenommen. Aufgrund der in dieser Arbeit verwendeten Lasersysteme, die mit Scannern für die Bewegung des Strahls über die Probe ausgestattet sind, ist letztere Annahme im Experiment nur näherungsweise erfüllt.

Trifft Laserstrahlung aus Luft auf eine Probenoberfläche, wird zunächst ein Teil der eingestrahnten Intensität $I_0(x, y, t)$ an der Oberfläche reflektiert. Der Reflexionsgrad, d.h. das Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Leistung ($R = \frac{I_{\text{ref}}}{I_0}$), ergibt sich den Fresnel-Formeln [81] entsprechend aus den Brechungsindizes n und den Extinktionskoeffizienten k von Luft ($n_{\text{Luft}} \approx 1$ und $k_{\text{Luft}} \approx 0$) und dem Medium (n_2 und k_2) zu:

$$R = \frac{(n_2 - 1)^2 + k_2^2}{(n_2 + 1)^2 + k_2^2}. \quad (2.18)$$

Die optischen Parameter n und k sind Funktionen der Wellenlänge λ des propagierenden Lichts und der Temperatur T . Der nicht reflektierte Intensitätsanteil $(1 - R)I_0$ dringt in das Medium ein und kann absorbiert werden.

2.5.1 Absorptionsmechanismen

Die primäre Energieübertragung von den Photonen auf den Festkörper, d.h. die Absorption, erfolgt überwiegend durch Inter- und Intradband-Anregung von Elektronen, wobei auch die Anregung über Defektniveaus möglich ist. Sekundär wechselwirken die so erzeugten freien Elektronen im Leitungsband des Festkörpers untereinander oder mit Phononen des Festkörpers.

Die Absorption wird mittels des Lambert-Beerschen Gesetzes beschrieben, das besagt, dass die Lichtintensität im absorbierenden Medium mit zunehmender Eindringtiefe in Ausbreitungsrichtung z monoexponentiell abnimmt:

$$I(z) = (1 - R) I_0 e^{\alpha(\lambda, T)z}. \quad (2.19)$$

Bei geringen Intensitäten berechnet sich der Absorptionskoeffizient α aus dem Extinktionskoeffizienten k des absorbierenden Materials zu $\alpha(\lambda, T) = \frac{4\pi k(T)}{\lambda}$. Der inverse Absorptionskoeffizient α^{-1} hat die Einheit einer Länge und wird als optische Eindringtiefe bezeichnet. In dieser Tiefe ist die Intensität $(1 - R)I_0$ entsprechend Gleichung 2.19 auf $1/e$ abgefallen.

Bei hohen Intensitäten, wie sie bei Pulsdauern unterhalb weniger Pikosekunden auftreten, wird nichtlineare Absorption immer wahrscheinlicher. In defektfreien transparenten Medien, d.h. Halbleitern oder dielektrischen Medien, deren Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband größer als die Einzelphotonenenergie der Laserstrahlung ist, kann ausschließlich nichtlineare Absorption stattfinden. Sie beruht auf der Anregung freier Ladungsträger mittels Mehrphotonenabsorption und Avalanche-Ionisation. Bei der Mehrphotonenabsorption geben mehrere Photonen ihre Energie gleichzeitig an ein gebundenes Elektron ab, so dass es die Bandlücke überwinden kann. Da dies ein Mehrteilchenprozess ist, weist er nur bei sehr hohen Photondichten, d.h. sehr hohen Intensitäten, eine signifikante Wahrscheinlichkeit auf. Sind

in dem Medium Verunreinigungen oder Defekte enthalten, können Elektronen aus flachen Defektzuständen leicht durch thermische Ionisation oder lineare Absorption ins Leitungsband gehoben werden. Aufgrund der starken auftretenden elektrischen Felder in einem hochintensiven Laserpuls können weitere Elektronen durch Feldionisation angeregt werden. In transparenten Medien bilden diese Ladungsträger die initialisierenden Elektronen für den Avalanche-Prozess. Dieser besteht darin, dass die wenigen vorhandenen freien Elektronen durch das elektrische Feld der Laserstrahlung beschleunigt werden, durch Stöße mit gebundenen Elektronen an diese ihre kinetische Energie abgeben und sie ebenfalls ins Leitungsband anheben. Dieser Vorgang heißt Stoßionisation und wiederholt sich stetig innerhalb der Pulsdauer. Die Dichte der freien Elektronen nimmt exponentiell zu [82], was dem Prozess auch den Namen Avalanche- (Lawinen-) Ionisation gibt. Wird eine kritische Elektronendichte n_c überschritten, spricht man vom optischen Durchbruch des transparenten Mediums, das aufgrund der freien Elektronen in relevantem Ausmaß zu absorbieren beginnt. Für Pulsdauern im Nanosekundenbereich wird diese kritische Elektronendichte mit 10^{18} cm^{-3} angegeben [83, 84], während für ultra-kurze Laserpulse experimentell eine kritische Dichte in der Größenordnung von 10^{21} cm^{-3} beobachtet wurde [84, 85].

Für die Beschreibung der Absorption bei intensiven Laserpulsen müssen die nichtlinearen Absorptionsmechanismen durch einen intensitätsabhängigen Absorptionskoeffizienten

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} + \beta(1 - R)I_0 \quad (2.20)$$

berücksichtigt werden [86], wobei der erste Summand den linearen und der zweite den nichtlinearen Teil des Koeffizienten darstellt.

Die durch die verschiedenen Absorptionsmechanismen angeregten Elektronen wechselwirken sekundär im Leitungsband des Festkörpers untereinander oder mit Phononen des Festkörpers. Die Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{eph} , innerhalb der die eingekoppelte Laserenergie an Gitterschwingungen übertragen wird und der Festkörper sich aufheizt, liegt im Bereich von 10^{-12} s [87]. Innerhalb von 10^{-14} s , der Elektron-Elektron-Relaxationszeit, haben die Elektronen eine einheitliche Energie angenommen. Für ultra-kurze Laserpulse mit einer Pulsdauer $t_p < \tau_{\text{eph}}$ bedeutet dies, dass die Energie des angeregten Elektronensystems in Temperatur ausgedrückt während der Einstrahlungsdauer um Größenordnungen höher ist, als die Temperatur des Gittersystems. Der tatsächliche Energieeintrag in das Gitter und somit die Aufheizung des absorbierenden Materials beginnt in diesem Fall erst nach der Beendigung des Pulses [88]. Aufgrund der hohen Intensitäten von ultra-kurzen Laserpulsen ist die Zeitskala, innerhalb derer der Energieübertrag von den Elektronen auf das Festkörpergitter nach Einsetzen der Elektron-Phonon-Wechselwirkung stattfindet, sehr klein und es kommt bei hinreichender Pulsenergie praktisch direkt zur Sublimation des Materials. Diesem fest-gasförmig (bzw. fest-Plasma) -Übergang folgt eine schnelle Expansion des heißen Materials, so dass thermische Diffusion in den Festkörper in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Bei ns-Laserpulsen kommt es hingegen bereits während der Wechselwirkung mit dem Laserpuls zur Thermalisie-

zung zwischen Elektronensystem und Festkörpergitter. Daher wird der Festkörper relativ langsam aufgeheizt, wodurch es zunächst zum Schmelzen und erst im späteren Verlauf des Laserpulses zum Verdampfen des Materials kommt.

2.5.2 Wärmeleitung

Aus den vorangegangenen Betrachtungen wird deutlich, dass sich neben der Absorption auch die zeitliche und räumliche Temperaturentwicklung bei der Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Festkörpern nicht mit den gleichen Gesetzen beschreiben lässt, wie im Fall langer (ns) Laserpulse. Für den Fall einer Gleichgewichtstemperatur T zwischen dem Elektronensystem mit der Temperatur T_e und dem Gittersystem mit der Temperatur T_i ($T = T_e = T_i$) lässt sich die zeitliche und räumliche Entwicklung der Temperaturverteilung in einem festen Körper mit Hilfe der Energieerhaltung näherungsweise wie folgt beschreiben:

$$\rho c_P \frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T + Q, \quad (2.21)$$

mit der Dichte des Festkörpers ρ und der Wärmequellendichte $Q(x, y, z, t)$ [W/cm^3]. Die Wärmeleitfähigkeit $K(T)$ hängt über $\kappa = \frac{K}{\rho c_P}$ mit den thermophysikalischen Stoffgrößen der thermischen Diffusivität $\kappa(T)$ und der spezifischen Wärmekapazität $c_P(T)$ zusammen. Das Produkt ρc_P wird volumenbezogene Wärmekapazität C [$\frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \text{K}}$] (auch: Wärmespeicherzahl s) genannt. Der linke Term in Gleichung 2.21 beschreibt die Änderung der Energie pro Volumen- und Zeiteinheit als Funktion der Temperaturänderung über die Zeit $\frac{\partial T}{\partial t}$. Der erste Summand auf der rechten Seite beschreibt den dreidimensionalen Wärmefluss aus und in benachbarte Volumeneinheiten, der zweite Summand die Wärmequellendichte in Folge der Absorption der Laserenergie. Letzterer ergibt sich aus der Ableitung des Lambert-Beerschen Gesetzes (Gl. 2.19) zu $Q = (1 - R)I_0(x, y, t)\alpha e^{-\alpha z}$. Werden die Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten $K(T)$ und $c_P(T)$ sowie mögliche Phasenwechsel während der Bestrahlung berücksichtigt, lässt sich die Wärmeleitungsgleichung im Allgemeinen nicht mehr analytisch lösen. Unter Vernachlässigung dieser Effekte kann die Gleichung für Laserstrahlung mit geringer optischer Eindringtiefe α^{-1} jedoch näherungsweise gelöst werden, um einen qualitativen Eindruck vom Temperaturverlauf zu erhalten. Solche Lösungen können [89] entnommen werden und treffen aufgrund der optischen Eindringtiefe α^{-1} in dieser Arbeit ausschließlich für ultra-violette Wellenlängen mit hinreichender Genauigkeit zu. Für die in dieser Arbeit verwendeten Pulsdauern von maximal einigen Nanosekunden in Silicium kann jedoch von einer ebenen Wärmewelle ausgegangen werden. Diese Welle schreitet entsprechend Gleichung 2.21 während der Pulsdauer t_P um die thermische Eindringtiefe

$$l_{\text{th}} = 2\sqrt{\kappa t_P} \quad (2.22)$$

in das Material fort. l_{th} liegt für Pulsdauern von 30 ns in Silicium im Bereich von $1 \mu\text{m}$ und ist somit deutlich kleiner als typische Laserspotdurchmesser von $30 \mu\text{m}$.

Für ultra-kurze Laserpulse muss für die Entwicklung der Temperaturverteilung eine Beschreibung gewählt werden, welche die unterschiedliche Entwicklung von Elektronen- T_e und Gittertemperatur T_i berücksichtigt. Dies kann mit Hilfe des Zwei-Temperatur-Modells erfolgen [90–92], welches die Energieänderung pro Volumen- und Zeiteinheit für Elektronen- und Gittersystem getrennt betrachtet. Die Gesamtenergieänderung $C \frac{\partial T}{\partial t}$ besteht dabei aus der Summe der Änderung beider Systeme mit

$$C_e \frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T + Q - \gamma(T_e - T_i) \quad (2.23)$$

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = \gamma(T_e - T_i).$$

Dabei sind C_e und C_i die volumenbezogenen Wärmekapazitäten des Elektronen- und Gittersystems und γ die Elektronen-Gitter-Kopplungskonstante, über welche mit $\tau_e = \frac{C_e}{\gamma}$ die Elektronen-Abkühlzeit (typischerweise im ps-Bereich) und $\tau_i = \frac{C_i}{\gamma}$ die Gitter-Aufheizzeit (typischerweise im ns-Bereich) definiert ist. Da $C_i \gg C_e$ gilt $\tau_e \ll \tau_i$. Anhand dieser Parameter lassen sich drei unterschiedliche Bereiche der Laser-Festkörper-Wechselwirkung unterscheiden, mit $t_P \gg \tau_i$, $t_P \ll \tau_e$ und dem Übergangsbereich $\tau_e \ll t_P \ll \tau_i$.

Für lange Pulsdauern ($t_P \gg \tau_i$) lassen sich beide Systeme mit einer Temperatur T beschreiben und unter Vernachlässigung der Wärmekapazität des Elektronensystems ($C_e \ll C_i$) ergibt sich der Sonderfall der Gleichung 2.21, mit $c_P \rho = C_i$.

Eine detaillierte Analyse des Pulsdauerübergangsbereiches ist wegen des starken Einflusses der Wärmeleitung empfindlich von den tatsächlichen Wärmeleitparametern abhängig. Da diese wiederum stark temperaturabhängig sind, soll an dieser Stelle auf eine nähere Betrachtung verzichtet werden.

Für Pulsdauern im Femtosekundenbereich bis hin zu einigen Pikosekunden ($t_P \ll \tau_e$) kann die Elektronen-Photonen-Wechselwirkung ($\gamma(T_e - T_i)$) in Gl. 2.23) und damit die Temperaturänderung des Gittersystems ($C_i \frac{\partial T}{\partial t}$) während der Pulsdauer vernachlässigt werden. Gleichung 2.23 lässt sich somit analog zu Gleichung 2.21 lösen. Ist die Elektronenwärmeeindringtiefe kleiner als die optische Eindringtiefe, lässt sich zusätzlich die Wärmeleitung durch die Elektronen vernachlässigen und die Differentialgleichung der Elektronentemperatur vereinfacht sich zu $C_e \frac{\partial T}{\partial t} = Q$.

2.6 Optische und thermische Eigenschaften

2.6.1 Thermisch gewachsene SiO₂-Schichten

Das in einer feuchten Oxidation thermisch gewachsene SiO₂ ist ein amorphes Dielektrikum mit einer Bandlücke von etwa 9 eV [50]. Die in dieser Arbeit für den Ablationsprozess eingesetzten Laserstrahlquellen mit Wellenlängen im Bereich von 248 - 1064 nm weisen Photonenenergien von ≤ 5 eV auf, was deutlich unter dieser Bandlückenbreite liegt. Lineare Interbandabsorption im SiO₂ ist somit für den

Ablationsprozess auszuschließen. Die optischen Parameter von SiO_2 sind wellenlängenabhängig bekannt und können in Referenz [93] nachgeschlagen werden. Der Brechungsindex beträgt im Wellenlängenbereich von 355 - 1064 nm einen Wert von $n_B \approx 1,46$. Der großen Bandlücke entsprechend beträgt der Extinktionskoeffizient von SiO_2 in diesem Wellenlängenbereich $k = 0$, woraus sich der lineare Absorptionskoeffizient $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} = 0$ ergibt. SiO_2 ist somit ein transparentes Medium.

Wie in Kapitel 2.5.1 beschrieben, kann jedoch bei sehr hohen Laserintensitäten ein optischer Durchbruch in der Schicht erreicht und das SiO_2 direkt ablatiert werden. Hohe Intensitäten treten bei kurzen Pulsdauern auf [94]. Du *et al.* veröffentlichten im Jahr 1993 eine Untersuchung zum laserinduzierten optischen Durchbruch in SiO_2 -Substraten mit Pulsdauern im Bereich von 150 fs - 7 ns [85]. Die Ergebnisse zeigen, dass die Durchbruchschwelle $\Phi_{\text{th od}}$ eine Funktion der Pulsdauer t_P ist mit einem Minimum im Pulsdauerbereich von 1 - 10 ps. Für die verwendete Wellenlänge von 780 nm wurde ein minimaler Wert von $\Phi_{\text{th od}} \approx 4 \text{ J/cm}^2$ bei einer Pulsdauer von $t_P = 10 \text{ ps}$ ermittelt. Oberhalb dieser Pulsdauer wurde ein Anstieg der Durchbruchschwelle mit zunehmender Pulsdauer beobachtet mit $\Phi_{\text{th od}} \propto \sqrt{t_P}$. Diese Abhängigkeit wurde auch von anderen Autoren berichtet [84,94,95] und wird im Allgemeinen dadurch begründet, dass für lange Pulsdauern mit $l_{\text{th}} > \alpha^{-1}$ das Volumen des erwärmten Materials und somit auch die Temperatur durch die Wärmeeindringtiefe $l_{\text{th}} \propto \sqrt{t_P}$ (Gl. 2.22) während der Pulsdauer bestimmt ist.

Unterhalb von 10 ps Pulsdauer beobachteten Du *et al.* jedoch ein verändertes Verhalten der Durchbruchschwelle mit $\Phi_{\text{th od}} \propto t_P^{-1}$. Dieses Verhalten führt zu steigenden Schwellenfluenzen mit kleiner werdenden Pulsdauern im Bereich $t_P < 1 \text{ ps}$ und wurde von anderen Autoren nicht bestätigt [94]. Die theoretischen Betrachtungen zu diesem Befund können Referenz [85] entnommen werden.

Neben den optischen Eigenschaften von SiO_2 sind auch die thermischen Eigenschaften des Dielektrikums erforscht. Der Schmelzpunkt von SiO_2 liegt bei etwa 1870 K [50]. In der Literatur wird der Wärmeausdehnungskoeffizient von thermisch gewachsenen SiO_2 -Schichten bis 300°C temperaturunabhängig mit $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ angegeben [50,96,97]. Untersuchungen an Quarzglassubstraten, welche einen sehr ähnlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von $0,54 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ aufweisen, zeigen einen unveränderten Wert bis zu einer Temperatur von 900°C.

Die Wärmeleitung von Dielektrika ist aufgrund nicht vorhandener freier Elektronen in der Regel auf die Wärmeleitung über die Phonon-Phonon-Wechselwirkung beschränkt. Die Wärmeleitfähigkeit $K(T)$ von SiO_2 -Substraten wird bei Raumtemperatur mit 1,4 W/mK angegeben [50]. Daraus ergibt sich eine thermische Diffusivität $\kappa = 0,006 \text{ cm}^2/\text{s}$. Weiteren Untersuchungen kann entnommen werden, dass die Diffusivität von SiO_2 -Substraten bis zu einer Temperatur von 1200°C kaum temperaturabhängiges Verhalten aufweist [98]. Burzo *et al.* veröffentlichten Untersuchungen anhand derer gezeigt wurde, dass die effektive Wärmeleitfähigkeit von thermisch gewachsenen SiO_2 -Schichten geringfügig unterhalb des Wertes von SiO_2 -Substraten liegt ($\approx 1,27 \text{ W/mK}$) [99].

2.6.2 Si-Substrate

Silicium ist ein Element der IV. Hauptgruppe des Periodensystems und besitzt in der kristallinen Form eine kubisch-flächenzentrierte Diamantkristallstruktur, in welcher jedes Si-Atom kovalente Bindungen zu jeweils vier Nachbaratomen aufweist. Aus elektrischer Sicht ist Silicium ein Halbleiter mit einem indirekten Bandübergang von 1,1 eV und einem kleinsten direkten Bandübergang von 3,4 eV. Die wellenlängenabhängigen optischen Parameter (Brechungsindex n_B und Extinktionskoeffizient k) von Si bei Raumtemperatur [100] und in Abhängigkeit von der Temperatur sind bekannt [101–106]. Auch für $T > 1680$ K flüssiges Silicium, welches sich metallisch verhält, sind die Parameter erforscht [107, 108]. Bei ausschließlich linearer Absorption ergeben sich aus den Extinktionskoeffizienten k bei Raumtemperatur optische Eindringtiefen α^{-1} in Si von ca. 1 mm für 1064 nm (IR), $1\mu\text{m}$ für 532 nm (VIS) und 10 nm für 355 nm (UV) Wellenlänge. Der Verlauf der optischen Eindringtiefen für diese drei in der Laserprozesstechnik wichtigen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Temperatur sind in Abbildung 2.4 a) dargestellt (Symbole). Im flüssigen Zustand ($T = 1680$ K) fällt α^{-1} für alle drei Wellenlängen auf etwa 10 nm ab. Für hohe Laserintensitäten weisen die Absorptionskoeffizienten aufgrund auftretender nicht-linearer Absorptionsmechanismen zusätzlich eine Abhängigkeit von der Intensität I auf. Für die Bestimmung des nichtlinearen Anteils des Absorptionskoeffizienten von Si entsprechend Gl. 2.20 wurden für die Wellenlängen 620 und 700 nm die Werte $\beta = 40$ cm/GW und $\beta = 55$ cm/GW veröffentlicht [109]. Die sich daraus bei Raumtemperatur ergebenden optischen Eindringtiefen in Abhängigkeit von der Intensität

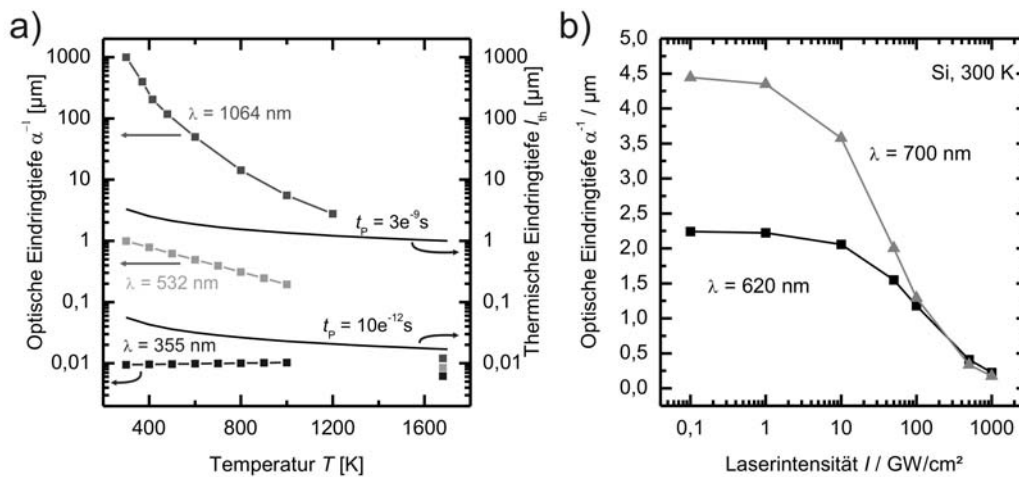


Abbildung 2.4: a) Optische Eindringtiefe α^{-1} der Wellenlängen 1064, 532 und 355 nm in Silicium bei linearer Absorption in Abhängigkeit der Temperatur T (Symbole, linke y -Achse) und thermische Eindringtiefe l_{th} für die Pulsdauern 30 ns und 9 ps (Linien, rechte y -Achse). b) Abhängigkeit der optischen Eindringtiefe α^{-1} der Wellenlängen 620 und 700 nm in Silicium als Funktion der Laserintensität I [109].

I sind in Abb. 2.4 b) dargestellt.

Auch die thermische Diffusivität κ von Silicium ist in Abhängigkeit der Temperatur gut bekannt [110, 111]. Sie nimmt mit zunehmender Temperatur exponentiell ab und beträgt bei Raumtemperatur $0,85 \text{ cm}^2/\text{s}$ (das entspricht einer Wärmeleitfähigkeit von $K = 1,48 \text{ W/cmK}$). Daraus ergibt sich nach der Definition der thermischen Eindringtiefe $l_{\text{th}} = 2(\kappa t_{\text{P}})^{1/2}$ für einen Laserpuls der Dauer $t_{\text{P}} = 30 \text{ ns}$ in Si bei RT ein Wert von $\approx 3 \mu\text{m}$, für $t_{\text{P}} = 10 \text{ ps}$ eine Tiefe von $l_{\text{th}} \approx 60 \text{ nm}$. Der temperaturabhängige Verlauf der Wärmeindringtiefen entsprechend Gl. 2.22 ist für die genannten Pulsdauern in Abb. 2.4 a) dargestellt (Linien).

Akzeptierte Werte für den Wärmeausdehnungskoeffizienten von kristallinen Silicium-Substraten steigen von $2,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bei Raumtemperatur auf $4,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bei einer Temperatur von 900°C [112].

Über die optischen und thermischen Eigenschaften hinaus ist die Wechselwirkung von Silicium mit Laserstrahlung von den Schwellfluenzen zum Aufschmelzen und Verdampfen von Si bestimmt. Die Schmelzschwellfluenz $\Phi_{\text{th m}}$ von Silicium ist abhängig von der Laserwellenlänge, der Pulsdauer und der Si-Kristallorientierung. Für eine Pulsdauer von $t_{\text{P}} = 30 \text{ ps}$ und eine Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ wurden Werte von $0,2 \text{ J/cm}^2$ für $\{111\}$ und $0,4 \text{ J/cm}^2$ für $\{100\}$ orientierte Si-Oberflächen bestimmt [113]. Die Schwelle zum Erreichen der Siedetemperatur $\Phi_{\text{th v}}$ von Si (2630 K) wird in [114] für $\{111\}$ -Si bei gleicher Wellenlänge und einer Pulsdauer von $t_{\text{P}} = 20 \text{ ps}$ mit $1,3 \times \Phi_{\text{th m}}$ angegeben.

Auch die Erstarrung von oberflächennah aufgeschmolzenem kristallinem Silicium ist von der Kristallorientierung der Erstarrungsfront abhängig. Cullis *et al.* zeigten in ihren Veröffentlichungen, dass $\{111\}$ -orientierte Si-Waferoberflächen nach dem Aufschmelzen mittels Laserstrahlung ab einer Rekristallisationsgeschwindigkeit von $\approx 6 \text{ m/s}$ defektreich rekristallisieren, während für $\{100\}$ -orientierte Si-Kristalle eine defektfreie epitaktische Rekristallisation bei Erstarrungsgeschwindigkeiten von bis zu 18 m/s beobachtet wurde [115, 116]. Darüber hinaus wurde in verschiedenen Veröffentlichungen gezeigt, dass die epitaktische Wachstumsrate auf $\{111\}$ -orientierten Wafern um eine Größenordnung geringer ist als auf $\{100\}$ -orientierten Wafern [117–120]. Modelle zur Beschreibung der Kristallisation von Silicium erklären sowohl die geringe Rate als auch die defektreiche Rekristallisation der $\{111\}$ -Si-Wafer anhand der Anordnung der Bindungen der verschiedenen Oberflächen [119]. Während sich an einer $\{100\}$ -Oberfläche einzelne Atome an jeder beliebigen Stelle der Kristalloberfläche anlagern können, ohne eine verzernte Bindung einzugehen, müssen sich an $\{110\}$ -Oberflächen zwei, und an $\{111\}$ -Oberflächen gar drei Atome gleichzeitig in korrekter Position zueinander anlagern, um einen epitaktischen Wachstumsschritt zu realisieren. In dieser Arbeit wird die Ablation von SiO_2 -Schichten ausschließlich auf dem in der Photovoltaik häufig eingesetzten $\{100\}$ -orientierten Si-Wafern untersucht. Insbesondere die elektrischen Auswertungen dieser Arbeit sind daher nur bedingt auf anders orientierte laserbearbeitete Waferoberflächen zu übertragen. Auch die Bearbeitung von multikristallinem Silicium muss separat untersucht und betrachtet werden.

Kapitel 3

Zielsetzung der Arbeit

Die Implementierung einer ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung in die RISE-EWT-Solarzelle stellt eine Erhöhung des Wirkungsgradpotentials der Zelle dar. Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Erweiterung der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Ausgangsprozesssequenz zur Herstellung der RISE-EWT-Solarzelle, um die ganzflächige SiO_2 -Rückseitenpassivierung in die Zelle zu implementieren. Im Folgenden ist der erweiterte Herstellungsprozess der RISE-EWT-Solarzelle dargestellt. Der erste Teil der Sequenz entspricht den Arbeitsschritten a) - h) des in Kapitel 2.2.3 geschilderten Ausgangsherstellungsprozesses. Daran schließen sich die im Folgenden beschriebenen Schritte i) - n) an. Die Schritte sind in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

- i) Das in der Diffusion (Schritt h)) entstandene Phosphorglas und die verbliebene SiO_2 -Schicht auf den Basisgebieten der Rückseite werden in einer wässrigen HF-Lösung entfernt.

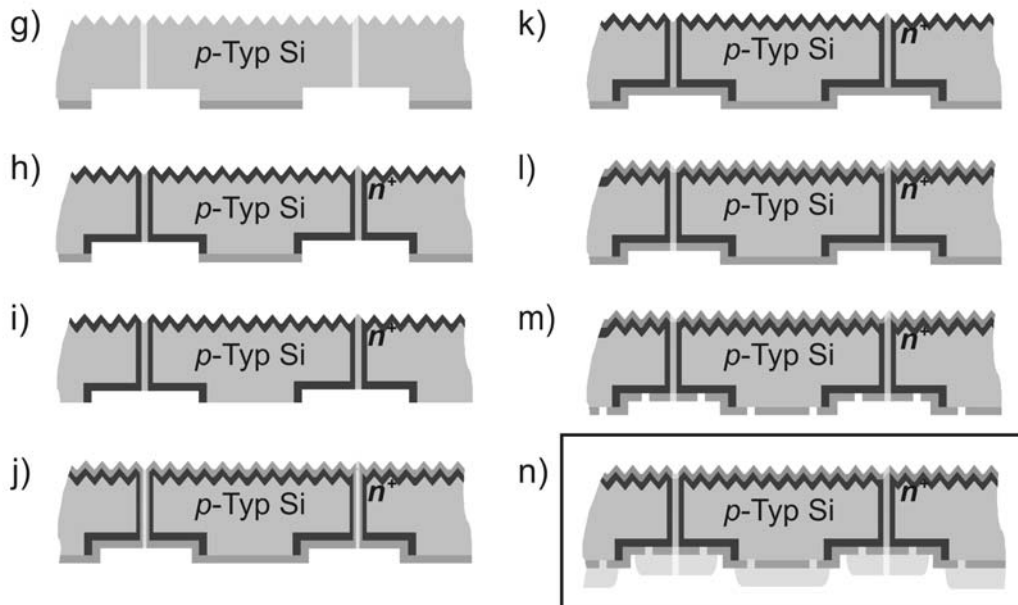


Abbildung 3.1: Erweiterter Prozessfluss der RISE-EWT-Solarzelle mit ganzflächiger SiO_2 -Rückseitenpassivierung und Laserkontaktöffnungen.

- j) In einem zweiten feuchten Oxidationsprozess wird auf die gesamte Zelloberfläche ein thermisches Oxid gewachsen welches
- k) in einem einseitigen Ätzverfahren auf der Zellvorderseite wieder entfernt wird.
- l) Die Passivierung und Antireflexionsbeschichtung der texturierten Solarzellenvorderseite wird wie im Ausgangsprozess mittels PE-CVD SiN_x -Beschichtung realisiert.
- m) Anschließend erfolgt die lokale Entfernung der dielektrischen SiO_2 -Schicht auf Basis- und Emitterfingern zur Herstellung lokaler Kontaktöffnungen z.B. mittels Laserstrahlablation. Auf den Basisfingern kann alternativ auch eine Kontaktierung mittels LFC-Kontakten erfolgen (s. Beschreibung zum Ausgangsprozess, Kap. 2.2.3).
- n) Die Metallisierung und Kontakttrennung der Zelle entspricht Prozessschritt j) im Ausgangsherstellungsprozess der Zelle (Kap. 2.2.3).

Die mittels der ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung erzielbare Wirkungsgradsteigerung der RISE-EWT-Solarzelle hängt wesentlich von den verwendeten Oxidationsparametern in Schritt j) sowie von den Laserparametern bei der Realisierung der lokalen Kontaktöffnungen via Laserstrahlablation in Schritt m) ab. Daher umfasst das Ziel der vorliegenden Arbeit die Optimierung der Parameter beider Prozessschritte hinsichtlich des Zellwirkungsgrads. Das Ziel lässt sich somit in die zwei Schwerpunkte **thermische Oxidation** und **SiO_2 -Laserstrahlablation** unterteilen.

Demnach sind zunächst geeignete Prozessparameter für die thermische Oxidation zu evaluieren, mit welchen in Wechselwirkung mit den diffundierten n^+ -Emitterbereichen die größtmögliche Wirkungsgradsteigerung möglich ist.

Des Weiteren ist ein Konzept für die industrietaugliche Herstellung lokaler Kontaktöffnungen in die implementierte SiO_2 -Passivierschicht zu entwickeln. Als Ansatz für dieses Konzept wird in dieser Arbeit die Laserstrahlablation ohne nasschemische Nachbehandlung verfolgt. Ziel ist hierbei die Spezifizierung geeigneter Laserstrahlparameter, wie der Wellenlänge, der Pulsdauer und der Maximalfluenz.

Abschließend soll der Einfluss der erweiterten Prozessfolge sowie der Einfluss der optimierten Laserkontaktöffnungen auf das Wirkungsgradpotential der Zelle festgestellt werden.

Über die Anwendung der untersuchten Prozesse auf die RISE-EWT-Solarzelle hinaus haben die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien zur Emittermodifikation mittels thermischer Oxidation sowie zur Laserstrahlablation von SiO_2 -Passivierschichten das Ziel, das allgemeine Prozessverständnis zu erweitern, um auch in der Anwendung auf andere Zellkonzepte einen Beitrag zur Entwicklung der Si-Photovoltaiktechnologie zu leisten.

Kapitel 4

Lösungskonzept

Im Folgenden wird die Vorgehensweise zur Lösung der Ziele in der vorliegenden Arbeit erläutert. Eine graphische Übersicht zu dem Lösungskonzept ist in Abbildung 4.1 gegeben. Die zentralen Elemente des Lösungskonzepts stellen neben der Herstellung und Analyse hocheffizienter RISE-EWT-Solarzellen die Detailprozessanalyse der thermischen Oxidation und der Laserstrahlablation dar. Der Analyse des Ablationsprozesses geht die Evaluierung einer geeigneten Strahlquelle voran, die für die Ablation auf Emitter- und Basisgebieten separat durchgeführt wird.

Für die Optimierung der erweiterten RISE-EWT-Solarzelle erfolgt eine Parameter-

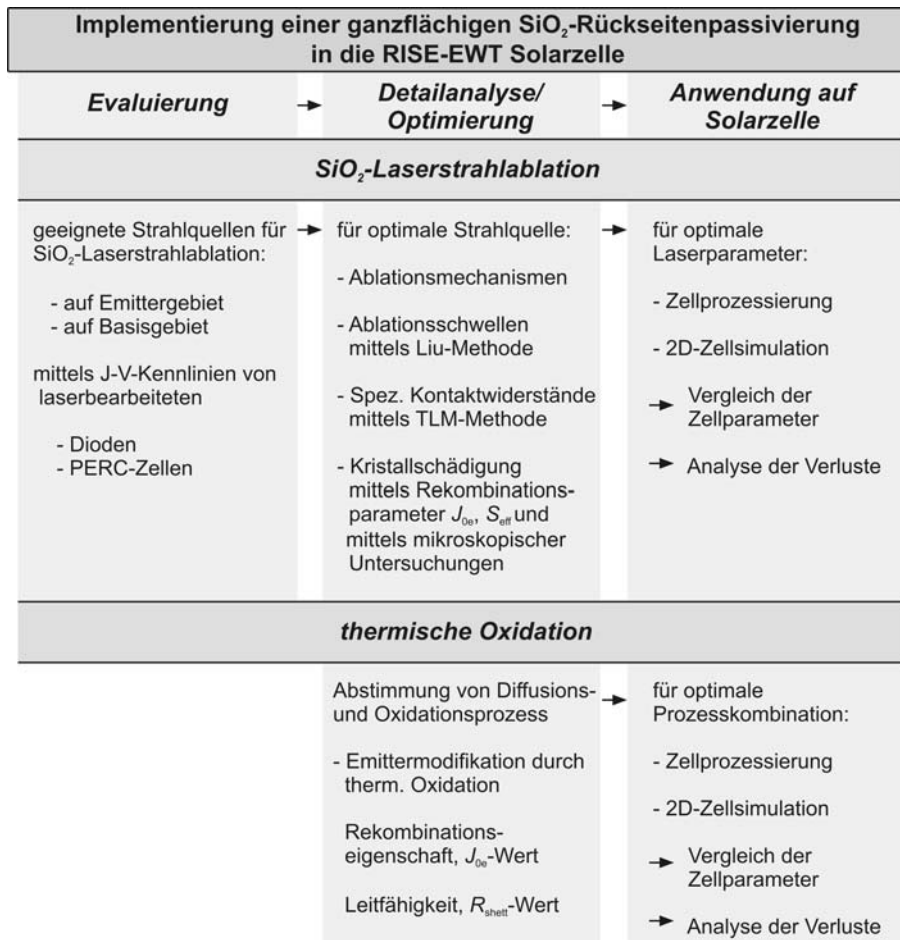


Abbildung 4.1: Konzept zur Lösung der Zielsetzung.

studie zur Abstimmung von Diffusions- und Oxidationsprozess für optimale Emittereigenschaften, welche durch beide Prozesse beeinflusst werden. Die eindiffundierten Phosphoratome verteilen sich während dem Oxidationsprozess um und verändern somit die Rekombinationseigenschaften und den Widerstand der Emitterschicht. Die für die beiden Eigenschaften relevanten J_{0e} - und R_{sheet} -Werte werden anhand von Lebensdauerteststrukturen in Abhängigkeit verschiedener Diffusions-Oxidations-Prozesskombinationen untersucht. Anhand der Ergebnisse dieser Untersuchungen (Kap. 8.1) werden die optimalen Prozessparameter evaluiert.

Die Evaluierung der geeigneten Strahlquelle für den untersuchten Ablationsprozess erfolgt anhand der Analyse von Strom-Spannungs-Kennlinien laserbearbeiteter Dioden bzw. PERC-Solarzellen. Die SiO_2 -Passivierung der Si-Bauteile wird mittels unterschiedlicher Strahlquellen auf Emitter- bzw. Basisgebiet ablatiert und die Kennlinien den von nasschemisch bearbeiteten Referenzstrukturen gegenübergestellt. Aus den Ergebnissen dieser Untersuchungen (Kap. 7) resultiert die Evaluierung der optimalen Strahlquelle für den Ablationsprozess.

Für die evaluierte Strahlquelle (ps-Laser) erfolgt im Rahmen der Detailcharakterisierung die Untersuchung der Ablationsmechanismen anhand von mikroskopischen Aufnahmen (Kap. 8.2) als auch die Bestimmung der Ablationsschwellfluenzen mittels der Liu-Methode (Kap. 8.3). Des Weiteren werden die elektrisch relevanten Kenngrößen der Laserkontaktöffnungen charakterisiert. Das beinhaltet sowohl die Kontaktwiderstände nach Aluminiummetallisierung auf Emitter- und auf Basisoberflächen (Kap. 8.4) als auch die Rekombinationseigenschaften der laserbearbeiteten Si-Bereiche. Laserinduzierte Kristallschädigung fördert in diesen Bereichen die Rekombination und reduziert somit die Lebensdauer der Ladungsträger. Anhand von Lebensdauerteststrukturen werden die lokalen Emittersättigungsstromdichten $J_{0e,\text{abl}}$ (Kap. 8.5) und lokalen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{abl} (Kap. 8.6) der laserbearbeiteten Emitter- und Basisgebiete für unterschiedliche Lasereinstellungen bestimmt und mit transmissionselektronenmikroskopischen Befunden zur laserinduzierten Kristallschädigung abgeglichen. Die in der Detailanalyse gewonnenen Erkenntnisse resultieren in die Bewertung der Einflussfaktoren für den Ablationsprozess und der Definition eines Prozessfensters für die Laserstrahlablation.

Abschließend soll der Einfluss der erweiterten Prozessfolge mit ganzflächiger SiO_2 -Rückseitenpassivierung sowie der laserinduzierten Schädigung für den optimierten Ablationsprozess auf das Wirkungsgradpotential der RISE-EWT-Solarzelle festgestellt werden. Dies erfolgt anhand zweier Zellstudien, die sich separat mit der Zell- (Kap. 9.1) und der Laserprozessentwicklung (Kap. 9.2) befassen. Im Anschluss der Studien erfolgt die Analyse der Zellparameter und die Bestimmung von Verlustmechanismen. Die experimentellen Untersuchungen zur Auswirkung der entwickelten Prozesse auf die RISE-EWT-Solarzelle werden von 2D-Zellsimulationen unterstützt. Diese basieren auf den elektrischen Parametern, die im Rahmen der Detailcharakterisierung bestimmt wurden und zeigen, in wie fern der experimentell bestimmte Einfluss der Prozesse auf die RISE-EWT-Solarzelle mit den entsprechenden Parametern beschrieben werden kann.

Kapitel 5

Verwendete Teststrukturen

Für die Optimierung des thermischen Oxidationsprozesses zur Realisierung der ganzflächigen SiO₂-Rückseitenpassivierung der RISE-EWT-Solarzelle und der Laserstrahl-ablation für die Herstellung lokaler Kontaktöffnungen in der dielektrischen SiO₂-Schicht wurden die in den Unterkapiteln 5.1 bis 5.4 beschriebenen Teststrukturen verwendet.

5.1 Teststrukturen zur Untersuchung der Modifikation von P-Emittereigenschaften durch thermische Oxidation

Wie in Kapitel 3 beschrieben, erfolgt die zweite thermische Oxidation für die Herstellung der ganzflächigen Rückseitenpassivierung (Schritt j)) in der erweiterten Prozesssequenz der RISE-EWT-Solarzelle nach der Phosphoremitterdiffusion (Schritt h)). Beide genannten Prozesse sind Hochtemperaturofenprozesse, in welchen die Wafer auf Temperaturen von 800 - 1000°C erhitzt werden. Das hat zur Folge, dass sich das Emitterprofil, d.h. die Phosphorkonzentrationsverteilung an den diffundierten Oberflächen im darauf folgenden Oxidationsprozess durch thermisch aktivierte Diffusionsprozesse umverteilt. Diese Umverteilung der P-Atome hat eine Änderung der Rekombinationseigenschaften und der Leitfähigkeit der Emitterschicht zur Folge. Die Rekombinationsaktivität eines Emitters wird anhand der sog. Emittersättigungsstromdichte J_{0e} angegeben (s. Kap. 6.4.4). Die Emitterleitfähigkeit σ_e entspricht dem inversen Emitterschichtwiderstand R_{sheet}^{-1} und berechnet sich zu:

$$\sigma_e = \frac{1}{R_{\text{sheet}}} = q \int_0^{z_j} \mu_n(C_P) C_P(z) dz, \quad (5.1)$$

mit der Elementarladung q , der Elektronenbeweglichkeit $\mu_n(C_P)$ und der von der Tiefe z abhängigen elektrisch aktiven Phosphorkonzentration $C_P(z)$ [50]. Der Übergang vom n^+ -dotierten Emitter zur p -Typ Basis wird p - n -Übergang oder Junction genannt und befindet sich an der Stelle z_j , an der sich die elektrisch aktive Borkonzentration des p -Typ Wafers (C_B) und die Phosphordotierkonzentration vollständig kompensieren ($C_B(z_j) = C_P(z_j)$).

Zur Untersuchung der Auswirkung der Oxidationsparameter Temperatur und Dauer auf die Emittereigenschaften wurden Teststrukturen angefertigt. Sie bestehen

aus planaren und alkalisch texturierten 320 Ωcm p -Typ Si-Wafern mit beidseitig eindiffundierten n^+ -Emittlern, die unterschiedliche Schichtwiderstände von 11 - 130 Ω/sq aufweisen (s. Abb 5.1, nach Diffusion). Die Emittler wurden mittels POCl_3 -Diffusionen hergestellt, die sich hauptsächlich in ihrer Prozesstemperatur (840 - 950 $^\circ\text{C}$) unterschieden. Nach dem Diffusionsprozess wurde das entstandene Phosphorsilikatglas von den Waferoberflächen mittels einer wenige Sekunden langen HF-Ätze entfernt und die effektive Ladungsträgerlebensdauer der Wafer mittels QSSPC-Messmethode (s. Kap. 6.4.1) in Hochinjektion ($\Delta n \gg N_{\text{dop}}$) bestimmt. Entsprechend Kapitel 6.4.4 kann aus den injektionsabhängigen Lebensdauer messkurven die Sättigungsstromdichte J_{0e} der Emittler der vermessenen Proben extrahiert werden. Der zweite wichtige Parameter der Emittler ist der Schichtwiderstand R_{sheet} , der unter der Angabe des spezifischen Waferwiderstandes aus der QSSPC-ermittelten Dunkelleitfähigkeit der Wafer σ_{dark} bestimmt werden kann.

Nach der Vermessung werden die diffundierten Wafer gereinigt und in einer feuchten Oxidation bei Temperaturen von 800 - 1000 $^\circ\text{C}$ im Ofenrohr oxidiert. Nach der Oxidation werden die Sättigungsstromdichten und Schichtwiderstände der überoxidierten Emittler erneut vermessen (s. Abb. 5.1, nach thermischer Oxidation). Der Vergleich der J_{0e} -Werte der Emittler sowie die Untersuchung der Veränderungen des Schichtwiderstandes R_{sheet} durch die Oxidation ermöglichen eine optimale Abstimmung von Diffusion und Oxidation für den Zellherstellungsprozess. Die Ergebnisse zu dieser Untersuchung sind in Kapitel 8.1 dargestellt.

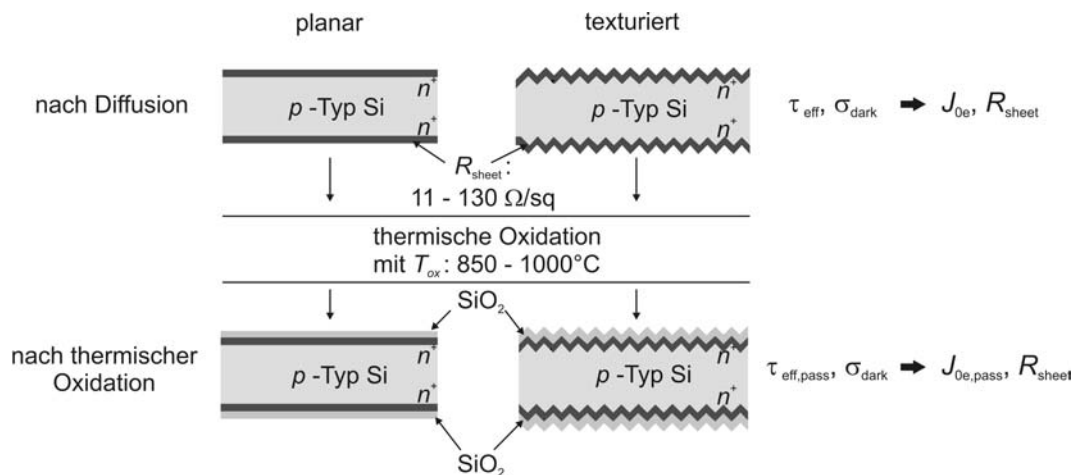


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Probenquerschnitte und Verfahrensweise zur Untersuchung der Modifikation von Emittereigenschaften (J_{0e} und R_{sheet}) durch thermische Oxidation.

5.2 Teststrukturen zur Detailuntersuchung von Laserkontaktöffnungen

Das erfolgreiche Öffnen der SiO₂-Schicht mittels Laserstrahlablation kann anhand zweier Kriterien gemessen werden:

- Die dielektrische SiO₂-Schicht muss vollständig entfernt sein, um nach der Metallisierung ausreichend geringe spezifische Kontaktwiderstände zu erhalten.
- Die laserinduzierte Kristallschädigung im Silicium-Substrat darf den Wirkungsgrad einer Solarzelle nicht signifikant beeinträchtigen.

Zur Untersuchung dieser beiden Kriterien wurden die in den Unterkapiteln 5.2.1 und 5.2.2 beschriebenen Kontaktwiderstands- und Lebensdauerproben hergestellt. Darüber hinaus wurden anhand mikroskopischer Untersuchungen an bestrahlten SiO₂/Si-Schichtsystemen Schwellfluenzen und Ablationsmechanismen bestimmt und laserinduzierte Kristallschädigungen untersucht. Hierfür wurden Lichtmikroskop-, Rasterelektronenmikroskop- (REM-) und Transmissionselektronenmikroskop- (TEM-) Aufnahmen analysiert. Für die Interpretation der Aufnahmen müssen die optischen und thermischen Eigenschaften von SiO₂/Si-Schichtsystemen berücksichtigt werden. Diese sind in Unterkapitel 5.2.3 beschrieben.

5.2.1 Kontaktwiderstandsproben

Zur Charakterisierung des Metall-Halbleiterkontaktes in SiO₂-Laserkontaktöffnungen wurden Kontaktwiderstandsproben hergestellt. Anhand dieser Proben wurde der spezifische Kontaktwiderstand ρ_k nach Laserablation auf Basisoberflächen als auch auf Phosphor-dotierten Emitteroberflächen untersucht. Im Folgenden ist die Herstellungssequenz der Proben mit P-Emitter dargestellt. Für die Basiskontaktproben gelten die gleichen Prozessschritte mit Ausnahme der Phosphordiffusion und folgender Phosphorglasätze, die für diesen Fall entfallen.

Als Ausgangsmaterial für die Kontaktwiderstandsproben wurden 0,5 Ωcm *p*-Typ FZ-Si-Wafer mit der Kantenlänge von $(2,5 \times 2,5)$ cm² verwendet. Zu Beginn der Prozessfolge wurden die oberflächennahen Kristallschädigungen der Wafer, die durch das Sägen der Wafer aus dem Silicium-Einkristall hervorgerufen werden, durch Abätzen der Waferoberflächen entfernt und die Proben in einer Standard RCA-Reinigung gesäubert. Mittels einer POCl₃-Diffusion wurde auf den Waferoberflächen ein *n*⁺-Emitter mit einem gemessenen Schichtwiderstand von (42 ± 2) Ω/sq eindiffundiert und das entstandene Phosphorsilikatglas nachfolgend in einer HF-Ätze entfernt (beide Schritte entfallen für Basiskontaktproben). Anschließend erfolgte in einem feuchten Oxidationsprozess das Aufwachsen der thermischen SiO₂-Schicht. Das elektrisch isolierende SiO₂ wurde mit Einzelpulsen des in Kapitel 6.1 beschriebenen ps-Lasers der Wellenlängen 1064 nm (IR) und 532 nm (VIS) mit variierenden Pulsenergien auf verschiedenen Proben in parallelen Linien ablatiert. Entlang einer Linie wurden

die Laserspots ohne Überlappung eng aneinander gesetzt. Diese Linien wurden in Doppelreihen auf der Probe angeordnet mit einem Abstand von vier Laserspotdurchmessern zwischen jeweils zwei Doppelreihen (s. Abb. 5.2). Diese Anordnung limitiert den geöffneten Flächenanteil auf $\approx 33\%$ und ist eine Vorkehrung für den Fall, dass auf den diffundierten Proben eine Beeinträchtigung der Emitterleitfähigkeit in den laserbearbeiteten Bereichen vorliegt. Durch den großen Flächenanteil des nicht laserbearbeiteten Emitters soll sichergestellt werden, dass der für die Auswertung der Proben angenommene Schichtwiderstand R_{sheet} des Emitters zwischen den später aufgebrachtten Kontaktfingern auch nach der Laserbehandlung näherungsweise gilt und die Proben entsprechend Kapitel 6.3 ausgewertet werden können. Nach der Laserablation wurden die Proben keiner weiteren Reinigung unterzogen. Die Metallkontakte zur Vermessung der Proben wurden mittels Elektronenstrahlaufdampfen von Aluminium aufgebracht. Im Aufdampfprozess waren die nicht zu metallisierenden Bereiche der Proben durch eine strukturierte Schattenmaske abgedeckt. Die parallelen Kontaktfinger wurden orthogonal zu den Kontaktöffnungsreihen angeordnet (s. Abb. 5.2). Diese Anordnung ermöglicht ohne aufwendige Justierungsschritte die Realisierung gleichgroßer Kontaktflächenanteile pro Finger mit zuverlässiger Ausnutzung der gesamten Fingerbreite L . Die Finger weisen eine Länge $Z = 2\text{ cm}$ und eine Breite $L = 480\ \mu\text{m}$ auf. Der Abstand d zwischen den Kontaktfingern jeder Probe nimmt schrittweise von $170\ \mu\text{m}$ auf $520\ \mu\text{m}$ zu (s. Abb. 5.2). Parallel zu den laserablatierten Proben wurden nasschemisch ganzflächig geätzte HF-Referenzproben sowie Basiskontaktproben mit LFC-Kontakten hergestellt. Auf den LFC-Proben wurden einzelne Kontakte mittig auf der Breite L der Metallfinger mit regelmäßigem Abstand entlang der Fingerlänge Z platziert.

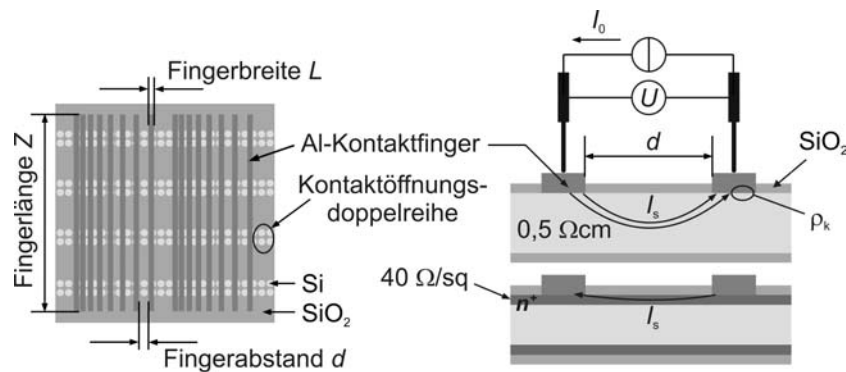


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Probengeometrie sowie des Messaufbaus zur Bestimmung von spezifischen Kontaktwiderständen ρ_k von Laserkontaktöffnungen.

5.2.2 Lebensdauerproben

Für die elektrische Charakterisierung laserinduzierter Kristallschädigung in Folge des SiO₂-Ablationsprozesses wurden im Rahmen dieser Arbeit Lebensdauerproben

hergestellt. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, wird die Lebensdauer freier Ladungsträger im Si-Kristall durch Kristalldefekte reduziert, so dass die Lebensdauer als Maß für Kristallschädigung bewertet werden kann. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Lebensdauerteststrukturen vorgestellt. Die Proben für die Charakterisierung der laserinduzierten Schädigung in Phosphor-diffundierten Emitteroberflächen und nicht diffundierten Basisoberflächen unterscheiden sich sowohl in ihrem Aufbau als auch in ihrer Auswertung. Abbildung 5.3 stellt die Querschnitte der Proben sowie die Vorgehensweise zur Bestimmung der charakteristischen Parameter schematisch dar. Für die Charakterisierung der laserinduzierten Schädigung in Phosphoremittern wird aus der vermessenen Waferlebensdauer die lokale Emittersättigungsstromdichte in den laserablatierten Bereichen $J_{0e,abl}$ und für die Charakterisierung der Schädigung in Basisoberflächen die lokale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{abl} bestimmt.

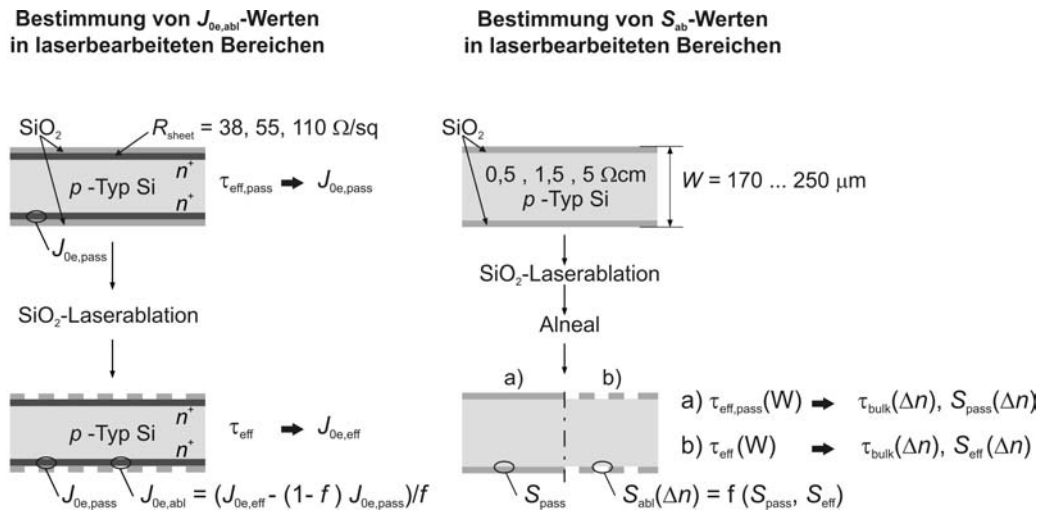


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Probenstruktur sowie der Vorgehensweise zur Bestimmung der charakteristischen Kontaktöffnungsparameter $J_{0e,abl}$ und S_{abl} .

Teststrukturen für die Bestimmung von Emittersättigungsstromdichten $J_{0e,abl}$ in laserablatierten Bereichen

Als Ausgangsmaterial für die J_{0e} -Proben wurden $(2,5 \times 2,5) \text{ cm}^2$ p -Typ $320 \Omega\text{cm}$ FZ-Si-Wafer verwendet. Nach Entfernung eventueller Sägeschäden wurden die Wafer gereinigt und in die Oberflächen mittels verschiedener POCl_3 -Diffusionen beidseitig n^+ -Emitter mit den gemessenen Schichtwiderständen von (38 ± 2) , (55 ± 2) und $(110 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ eingebracht. Anschließend wurden die diffundierten Wafer einer feuchten Oxidation bei 1000°C unterzogen. Dieser Hochtemperaturschritt sorgt für eine Umverteilung der in die Oberflächen eindiffundierten Phosphoratome. Die resultierende Emittertiefe (Übergangstiefe z_j) liegt bei ca. 900 nm im Fall des $38 \Omega/\text{sq}$ Emitters und ca. 600 nm im Fall des $110 \Omega/\text{sq}$ Emitters. Auch die SiO_2 -Schichtdicke

d_{SiO_2} variiert für unterschiedlich stark diffundierte Oberflächen. Sie betrug für den $38 \Omega/\text{sq}$ -Emitter ca. 315 nm und für den $110 \Omega/\text{sq}$ -Emitter ca. 260 nm. Die Schichtwiderstände der Emitter wurden durch den gewählten Oxidationsprozess nicht nennenswert beeinflusst. Unmittelbar nach der Oxidation wurden die effektiven Lebensdauern $\tau_{\text{eff,pass}}$ der beidseitig SiO_2 -passivierten Proben mit Hilfe der in Kapitel 6.4.1 beschriebenen QSSPC-Methode vermessen und entsprechend Kapitel 6.4.4 die Emittersättigungsstromdichte $J_{0e,\text{pass}}$ für den passivierten Fall extrahiert. Erst danach wurde das Oxid auf beiden Seiten der Wafer mit Einzellaserpulsen lokal ablatiert. Dabei kamen alle drei verfügbaren Wellenlängen des ps-Lasers (s. Kap. 6.1) zum Einsatz (1064, 523 und 355 nm). Die Laserspots wurden gleichmäßig mit möglichst geringem identischen Spot-Abstand in x - und y -Richtung ohne Spot-Überlapp auf der Oberfläche angeordnet. Die Pulsenergie wurde auf beiden Seiten einer Probe konstant gehalten, jedoch unter identisch diffundierten Proben variiert. Anschließend wurde die effektive Lebensdauer τ_{eff} der diffundierten Proben mittels QSSPC-Methode bestimmt und daraus entsprechenden Kapitel 6.4.4 die Emittersättigungsstromdichten $J_{0e,\text{eff}}$ der Proben extrahiert. Die Bestimmung der lokalen Emittersättigungsstromdichten $J_{0e,\text{abl}}$ in den laserablatierten Bereichen erfolgte anschließend anhand der in Kapitel 6.5.2 beschriebenen Methode. Die Ergebnisse können Kapitel 8.5 entnommen werden.

Teststrukturen für die Bestimmung von Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{abl} in laserablatierten Basisoberflächenbereichen

Um eine mögliche Abhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten (ORG) von der Dotierung nicht diffundierter Basisoberflächen zu detektieren [121], wurde die Untersuchung der ORG auf unterschiedlichem Ausgangsmaterial durchgeführt. Es wurden $(12, 5 \times 12, 5) \text{ cm}^2$ FZ-Si-Wafer mit 0,5, 1,5 und $5 \Omega\text{cm}$ spezifischem Widerstand verwendet. Alle Wafer eines Materials wurden wie folgt behandelt. In einer 50%igen KOH-Lösung wurden die Wafer zunächst in 5 unterschiedliche Dicken W von 170 - 250 μm geätzt (3 Wafer pro Dicke). Anschließend erfolgte eine Standard RCA-Reinigung und eine feuchte Oxidation bei 1000°C , in welcher alle Wafer beidseitig mit einer thermischen SiO_2 -Schicht versehen wurden. Die SiO_2 -Schichtdicke betrug etwa 250 nm. Anschließend wurden die Wafer in 3 Gruppen (A-C) unterteilt. Eine jede Gruppe besteht aus 5 Wafern unterschiedlicher Dicke W . Auf die Wafer wurden beidseitig symmetrisch Kontaktöffnungen angebracht. Die Kontaktöffnungen wurden für jede Gruppe mittels unterschiedlicher Technologien realisiert. Die Beschreibung der unterschiedlichen Kontaktöffnungstechnologien sowie die Zuordnung zu den Gruppen kann Abbildung 5.4 (rechts) entnommen werden. Zusätzlich zeigt die Abbildung, dass jeder Wafer optisch in 4 Bereiche unterteilt wurde, auf denen der geöffneten Flächenanteil variiert wurde. Auf drei Wafervierteln jedes Wafers der laserbearbeiteten Gruppen A und B wurden beidseitig Kontaktöffnungen, bzw. LFCs auf 1 %, 4 % und 10 % der Viertelflächen angebracht (die LFCs wurden erst im weiteren Verlauf der Probenherstellung realisiert). Die Abstände der Öffnungen mussten dabei entsprechend den Öffnungsdurchmessern angepasst werden, um den gewünschten Flächenanteil zu erhalten. Aufgrund limitiert verfügbarer



Abbildung 5.4: Aufteilung der geöffneten Flächenanteile auf den Lebensdauer-teststrukturen.

Photolithographie-Belichtungsmasken wurden die Wafer der Gruppe C zu 1, 1,5 und 4% geöffnet. Das jeweils vierte Waferviertel blieb bei allen Proben als Referenzbereich vollständig passiviert. Nach dem Kontaktöffnen der Gruppen B und C erfolgte die beidseitige Metallisierung aller Proben per Aluminium-Aufdampfen, um das verbliebene SiO_2 auf den Waferoberflächen entsprechend einem Zellprozess zu alnealen¹. Zunächst jedoch erhielt Gruppe A nach der Metallisierung die LFCs in oben beschriebener Anordnung. An den Herstellungsprozess der RISE-EWT-Solarzelle angelehnt, wurden die metallisierten Wafer für eine Minute bei $330\text{ }^\circ\text{C}$ auf der Heizplatte getempert, d.h. alnealt. Nach dem Tempern wurde die Aluminiumbeschichtung der Wafer in einer wässrigen Salzsäurelösung (HCl) abgenommen, um die effektive Lebensdauer der Proben mittels QSSPC-Methode (Kap. 6.4.1) messen zu können. Anhand der Messungen wurden entsprechend Kapitel 2.3.2 die effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{eff} , bzw. S_{pass} der verschiedenen Waferviertel bestimmt.

5.2.3 SiO_2/Si -Schichtsysteme

In dem Kapitel *Stand von Wissenschaft und Technik* sind die optischen und thermischen Eigenschaften von SiO_2 -Schichten und Silicium-Substraten beschrieben. Für die Interpretation von Mikroskopaufnahmen von Laserspots nach der SiO_2 -Ablation auf einem Si-Substrat müssen jedoch die Eigenschaften des bestrahlten SiO_2/Si -Schichtsystems berücksichtigt werden.

Die erste Wechselwirkung von Laserlicht und SiO_2/Si -Schichtsystemen ist die Reflexion. Die Reflexion der Laserstrahlung an der Oberfläche der SiO_2 -Schicht und an der SiO_2/Si -Grenzfläche hat einen signifikanten Einfluss auf die vom Schichtsystem absorbierte Laserleistung und somit auf den in dieser Arbeit untersuchten Ablationsprozess. Sie ist dabei nicht nur von den wellenlängenabhängigen optischen Parametern der beteiligten Schichten sondern auch von der SiO_2 -Schichtdicke d_{SiO_2}

¹Der Begriff „Alneal“ ist an den des „Anneal“ angelehnt. Bei diesem Prozessschritt werden mit Aluminium (Al) bedampfte oxidierte Wafer auf einer Heizplatte getempert. Durch den Tempereschritt lagert sich atomarer Wasserstoff, der durch die Reaktion von OH-Gruppen mit dem Al an der SiO_2 -Al-Grenzschicht entsteht, an der Si/ SiO_2 -Grenzschicht an und sättigt dort bestimmte Kristalldefekte ab [122]. Daraus resultiert eine verbesserte Passivierqualität der SiO_2 -Schicht.

abhängig. Um den reflektierten Anteil einer eingestrahnten Laserleistung abschätzen zu können, wurde die wellenlängen- und schichtdickenabhängige Reflexion des untersuchten Schichtsystems in dieser Arbeit mittels des optischen Spektrumsimulationstools *Scout* (Ver. 2.90 [123]) simuliert. Die simulierte Reflexion wurde anhand von Messungen eines UV-VIS-NIR-Spektrometers überprüft. Beide Methoden beziehen sich auf die Reflexion bei senkrechtem Lichteinfall und ausschließlich linearer Absorption bei 300 K. In den Simulationen wurde ein unendlich dickes Si-Substrat angenommen. Die für die Simulationen verwendeten Brechungsindizes n und Extinktionskoeffizienten k für Si und SiO₂ können in Ref. [93, 100] nachgeschlagen werden. Abbildung 5.5 a) stellt Simulationsergebnisse und Messungen für verschiedene SiO₂-Schichtdicken einander gegenüber. In dem Wellenlängenbereich < 1000 nm stimmen Mess- und Simulationsergebnisse gut überein. Die im Gegensatz zur Simulation ansteigende gemessene Reflexion für $\lambda > 1000$ nm ist auf die Reflexion des einfallendes Lichtes auf der Rückseite der 300 μm dicken vermessenen Wafer zurückzuführen. Diese Diskrepanz zwischen gemessener und simulierter Reflexion betrifft in dieser Arbeit ausschließlich die Wellenlänge 1064 nm. Wie in Abbildung 2.4 gezeigt wurde, ist die optische Eindringtiefe dieser Wellenlänge in Silicium jedoch eine stark temperatur- sowie intensitätsabhängige Größe. Im Laserprozess wird daher der Einfluss der Reflexion dieser Wellenlänge an der Waferrückseite als vernachlässigbar gering angenommen.

Abbildung 5.5 b) stellt die simulierte Reflexion des Schichtsystems für die Wellenlängen 1064, 532 und 355 nm in Abhängigkeit der SiO₂-Schichtdicke d_{SiO_2} bei 300 K

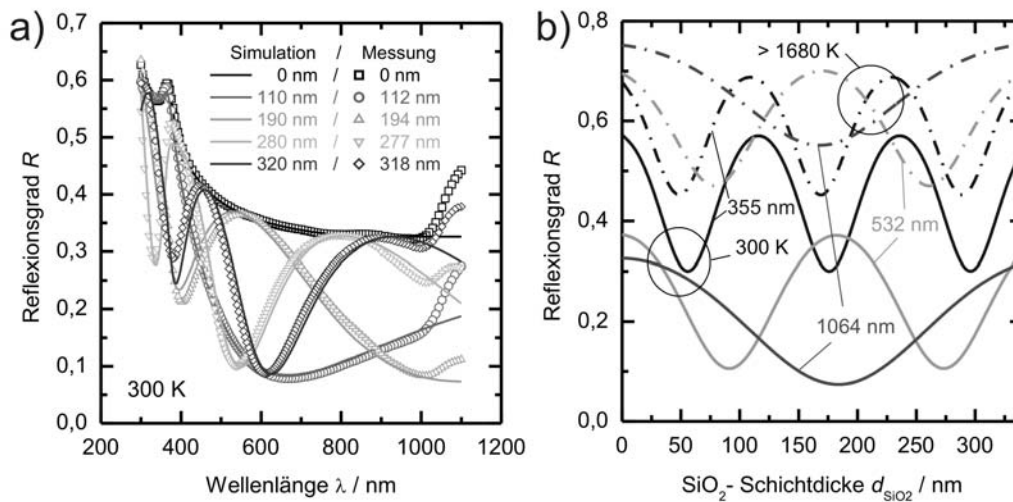


Abbildung 5.5: a) Gemessene (Symbole) und simulierte (Linien) Reflexion von SiO₂/Si-Schichtsystemen in Abhängigkeit der eingestrahnten Wellenlänge λ für unterschiedliche SiO₂-Schichtdicken (siehe Legende). b) Simulierte Reflexion von SiO₂/Si-Schichtsystemen bei 1064, 532 und 355 nm Wellenlänge in Abhängigkeit der Oxidschichtdicke d_{SiO_2} für Silicium bei Raumtemperatur (Linien) und flüssiges Silicium (gestrichelte Linien).

(durchgezogenen Linien) und für ein flüssiges Si-Substrat bei > 1680 K (gestrichelte Linien) dar. Im Vergleich der Wellenlängen reagiert die Reflexion der UV-Wellenlänge am empfindlichsten auf schwankende SiO_2 -Schichtdicken. Das Reflexionsniveau dieser Wellenlänge liegt für ein festes Si-Substrat im Mittel mit 40 % deutlich höher als für 1064 und 532 nm. Für den Fall einer unveränderten SiO_2 -Schicht auf flüssigem Si-Substrat ergeben sich mittlere Reflexionsgrade von ca. 60 % für die frequenzkonvertierten Wellenlängen und ca. 70 % für IR-Strahlung.

Die Einkopplung der nicht reflektierten Laserleistung in das SiO_2/Si -Schichtsystem erfolgt bei ausschließlich linearer Absorption im Si-Substrat. Auch die Absorption in der SiO_2 -Schicht durch nichtlineare Absorptionsprozesse ist für hohe Laserintensitäten theoretisch möglich. Aus der Absorption resultiert das Aufheizen des Schichtsystems. Dabei leitet das Si-Substrat aufgrund der deutlich größeren Wärmeleitfähigkeit K bei gleichem Temperaturgradienten einen 100 x größeren Wärmeenergiefluss als das dielektrische SiO_2 . In Folge der Erwärmung dehnt sich das Si-Substrat zunächst 5 x stärker aus als die SiO_2 -Schicht, bei hohen Temperaturen erhöht sich dieses Ausdehnungsverhältnis deutlich. Bei einer gleichmäßigen Erwärmung des Schichtsystems muss demnach von einer Zugspannung in der SiO_2 -Schicht während der Dauer des Laserpulses ausgegangen werden.

5.3 Hell- und Dunkeldioden mit Laserkontaktöffnungen

Der erste Schritt in der Entwicklung des SiO_2 -Laserstrahlablationsprozesses ist die Evaluierung geeigneter Laserstrahlquellen. Für einen direkten Vergleich von Strahlquellen sind die Auswirkungen der laserinduzierten Kristallschädigungen auf die Strom-Spannungs-Kennlinie und somit auf den Wirkungsgrad von Solarzellen zu analysieren. Um in Struktur und Analyse einfache jedoch aussagekräftige Teststrukturen für den Vergleich heranzuziehen, wurden in dieser Arbeit einfache Siliciumdioden hergestellt. Auf diesen Bauteilen wurde auf der Emitter- oder Basisoberfläche eine thermisch gewachsene SiO_2 -Passivierschicht mittels unterschiedlicher Strahlquellen ablatiert. Die verglichenen Strahlquellen decken einen Pulsdauerbereich von 10^{-15} - 10^{-9} s und einen Wellenlängenbereich von 248 - 1064 nm ab, um eine flächendeckende Analyse der Auswirkung der Laserparameter durchführen zu können. Zusätzlich wurden neben gaußförmigen Strahlprofilen auch Flat-Top-Profile eingesetzt. Die Strom-Spannungs- (J - V -) Kennlinien von Dioden spiegeln sowohl im Dunkeln als auch unter Beleuchtung vermessen die spannungsabhängigen Rekombinationsströme in den Bauteilen wieder. Auch überlagertes ohmsches Verhalten der Bauteile aufgrund von internen Kurzschlüssen (Shunts) kann an diesen Kennlinien abgelesen werden. Abbildung 5.6 stellt die Querschnitte der Dioden mit Emitterkontaktöffnungen (links) und mit Basiskontaktöffnungen (rechts) schematisch dar. Während die Emitterkontaktöffnungen anhand von Dunkeldioden untersucht werden, erlauben die auf der Zellrückseite angebrachten Basiskontaktöffnungen eine Untersuchung des Lasereinflusses auf die Parameter einfacher PERC-Solarzellen.

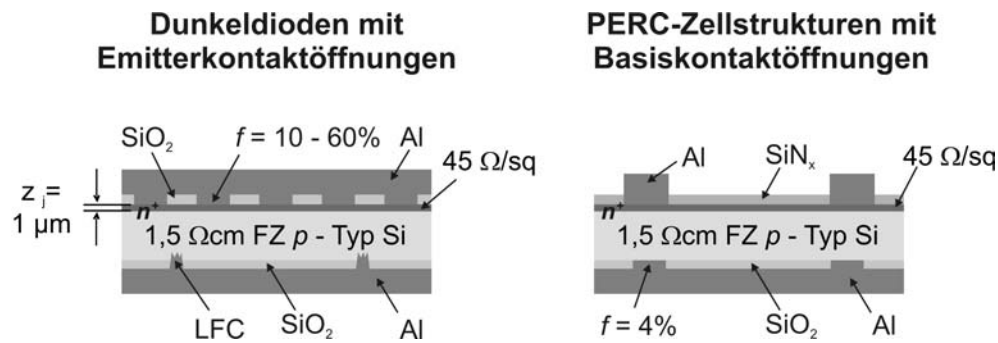


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Dunkeldioden (links) und PERC-Zellstrukturen (rechts) zur Vermessung von J - V -Kennlinien nach der Laserstrahlablation von SiO_2 zur Herstellung lokaler Kontaktöffnungen.

Diodenstruktur mit Laserkontaktöffnungen auf dem Emitter

Um aufwendige und schlecht reproduzierbare Justierschritte bei der Anordnung der Kontaktöffnungen in Relation zu den Emitterkontaktfingern zu vermeiden, wurden für die Untersuchung der Laserkontaktöffnungen auf Emittergebiet beidseitig ganzflächig metallisierte Dunkeldioden hergestellt. Als Ausgangsmaterial für die Dioden wurden 1,5 Ωcm p -Typ FZ-Si-Wafer mit der Kantenlänge (2,5 x 2,5) cm² verwendet. Nach Entfernung des Sägeschadens und einer Standard RCA-Reinigung wurde auf die Wafer in einer feuchten Oxidation bei 1000 °C ein thermisches Oxid gewachsen, welches anschließend mittels eines Einseitenätzverfahrens einseitig wieder entfernt wurde. In einem POCl_3 -Diffusionsofen wurde auf der freiliegenden Waferoberfläche anschließend ein n^+ -Emitter mit einem gemessenen Schichtwiderstand von (45 ± 2) Ω/sq eindiffundiert. Nach der P-Diffusion wurde das Phosphorglas und das als Diffusionsbarriere einseitig verbliebene SiO_2 in einer Flusssäure- (HF-) Lösung entfernt. Anschließend wird analog zum ersten Oxidationsprozess erneut beidseitig ein thermisches Oxid gewachsen. Der Schichtwiderstand des Emitters änderte sich durch diese Oxidation nicht signifikant. Der p - n -Übergang befand sich anschließend in einer Tiefe von ca. 1 μm unterhalb der Emitteroberfläche. Auf der Emitterseite der Dioden wurde die ca. 340 nm dicke SiO_2 -Passivierschicht mit Einzellaserpuls eines UV-IR-ps-Lasers, eines UV-ns-Lasers und eines Excimerlasers (Strahlquellen s. Kap. 6.1) in nicht überlappenden Spots ablatiert. Die Laserspots wurden gleichmäßig auf der gesamten Emitteroberfläche verteilt und bedecken einen großen Flächenanteil von $f = 10 - 60\%$, um den Einfluss der Laserschädigung auf die Diodenkennlinien möglichst groß zu gestalten. Für jede Strahlquelle wurde durch Variieren der Pulsenergie auf einer Testprobe die minimale Energie bestimmt, für die eine zuverlässige Ablation der SiO_2 -Schicht erreicht werden konnte. Diese optimierte Pulsenergie wurde jeweils auf die Dioden angewendet. Parallel zu den laserbearbeiteten Dioden wurden laserschadensfreie Referenzdioden prozessiert, auf welchen die SiO_2 -Schicht auf dem Emitter ganzflächig nasschemisch entfernt wurde. Ohne weitere Reinigung wurden alle Dioden nach Fertigstellung der Emitterkontaktöffnungen beidseitig ganzflächig mit Aluminium bedampft. Die Kontaktierung der Basis erfolgte anschließend durch das Feuern von LFC-Kontakten auf ca. 0,2% der Basisoberfläche. Dieser geringe

Metallisierungsgrad der Rückseite wurde gewählt, um den Rekombinationsanteil der Basis so gering wie möglich zu halten und somit sensibel für die Rekombination im laserbearbeiteten Emitter zu sein. Der Querschnitt der fertigen Dioden ist in Abbildung 5.6 schematisch dargestellt. Vor dem Vermessen der J - V -Kennlinien wurden die Dioden für eine Minute bei 330°C auf einer Heizplatte getempert. Die gemessenen Kennlinien sind Kapitel 7.1 zu entnehmen.

PERC-Solarzellen mit Laserkontaktöffnungen auf der Basis

Anders als die Emitterkontaktöffnungen liegen die Basiskontaktöffnungen einer Solarzelle in der Regel auf der ganzflächig metallisierten lichtabgewandten Seite, was eine flexible Anordnung der Kontaktöffnungen ohne Justierschritte erlaubt. Daher kann der Vergleich verschiedener Strahlquellen für die SiO_2 -Laserstrahlablation auf Basisoberflächen anhand einfacher PERC-Solarzellenstrukturen (s. Abb. 5.6) durchgeführt werden. Ihre Herstellung erfolgte bis einschließlich der Diffusion analog zu den Dunkeldioden. Nach der Phosphorsäureätzung wurden mittels Laserstrahlablation auf 4% der nicht diffundierten Zellrückseite Kontaktöffnungen eingebracht. Hierfür wurde ein VIS-ps-Laser, ein UV-ns-Laser, ein VIS-ns-Flat-Top-Laser und ein IR-fs-Laser (Strahlquellen s. Kap. 6.1) eingesetzt. Analog zu der Bearbeitung der Dunkeldioden wurde für jeden Laser zuvor anhand einer Testprobe die optimale Pulsenergie bestimmt, die bei minimalem Energieeintrag eine zuverlässige Ablation der SiO_2 -Schicht ermöglicht. Parallel zu den laserkontaktgeöffneten Proben wurden mittels Inkjettechnologie nasschemisch strukturierte Referenzsolarzellen und im weiteren Verlauf mittels LFC kontaktierte Zellen prozessiert. Nach Fertigstellung der Kontaktöffnungen wurden die Zellen auf der Basisseite ganzflächig mit Aluminium bedampft. Bevor auf die Emitterseite die Metallfinger mittels Al-Aufdampfen durch eine Schattenmaske hindurch aufgebracht wurden, wurde ein Teil der Zellen jeder Kontaktierungsart mit einem 2 nm dünnen Oxid, einem sogenannten Tunneloxid, versehen. In zwei verschiedenen Ofenprozessen wurden die Wafer 10 Minuten lang bei 400 bzw. 500°C einer Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt. Dieser Schritt bewirkt, dass die Basiskontakte getempert und somit der Metall-Halbleiter-Kontakt ausgebildet wird. Anschließend wurden bei allen Zellen die Emitterkontakte und eine PECVD SiN_x Antireflexions- und Passivierschicht auf die Zellvorderseite aufgebracht. Die dafür vorgesehenen Zellen erhielten anschließend ihre Basiskontaktierung mittels *Laser-Fired Contacts* (LFCs). Alle Zellen wurden bei 330°C auf der Heizplatte getempert, bevor ihre J - V -Kennlinien vermessen wurden. Die Kennlinien sind in Kapitel 7.2 dargestellt.

5.4 RISE-EWT-Solarzellen mit SiO₂-Rückseitenpassivierung

Um die Auswirkung der ganzflächigen SiO₂-Rückseitenpassivierung auf den Wirkungsgrad der RISE-EWT-Solarzelle zu detektieren, wurde diese Zelle im Ausgangsdesign ohne ganzflächiger Rückseitenpassivierung (Zelle I, s. Kap. 2.2.3) als auch im erweiterten Design mit einer solchen Passivierung (Zelle II, s. Kap. 3) hergestellt. Die Zellparameter beider Zellausführungen wurden analysiert. Als Basismaterial wurden für diese Zellen 0,5 Ωcm FZ-Siliciumwafer mit einer Kantenlänge von 10 cm verwendet. Die Herstellungssequenzen der beiden Zellen entsprechen im Wesentlichen den in den Abbildungen 2.3 und 3.1 gezeigten Prozessfolgen. Für beide Zellen wurde ein 40 Ω/sq -Emitter (as diffused) verwendet, der im Fall von Zelle II einer 900°C-Oxidation ausgesetzt wurde und somit einen Endschichtwiderstand von ca. 70 Ω/sq aufweist. Die lokalen Emitterkontakte von Zelle II wurden für diese Untersuchung laserschädigungsfrei gestaltet. Das wurde erreicht, indem nach der SiO₂-Laserablation zur Entfernung der laserinduzierten Schädigung eine 5-minütige Siliciummätze in Kalilauge und anschließend eine selektive n^{++} -Emitterdiffusion mit einem Schichtwiderstand von 20 Ω/sq in den Öffnungen angewendet wurde. Die Basiskontakte wurden auf beiden Zelldesigns identisch mittels *Laser-Fired Contacts* (LFC) realisiert.

Zur Charakterisierung der Emittermodifikationen aufgrund des Hochtemperaturoxidationsschrittes (Drive-In-Effekt) wurden parallel zu den Zellen Teststrukturen zur Bestimmung der in den unterschiedlichen Zellbereichen vorliegenden Emittersättigungsstromdichten prozessiert. Diese durchliefen die zu den RISE-EWT-Zellen identischen Prozesse und geben Aufschluss über die Spannungsgewinne der Zelle durch den Drive-In-Effekt.

In einer zweiten Studie wurden beide Zelldesigns I und II vergleichsweise sowohl mit LFC-Basiskontakten als auch mit ps-Laserkontaktöffnungen auf der Basis hergestellt. Die lokalen Emitterkontaktöffnungen der erweiterten RISE-EWT Zelle II wurde in diesem Fall ausschließlich mittels ps-Laserstrahlablation ohne anschließender nasschemischer Schadensätze realisiert. Zweck dieser Studie ist die Untersuchung des Einflusses der laserinduzierten Schädigung in den lokalen Kontakten auf die Zellwirkungsgrade.

Alle Ergebnisse können Kapitel 9 entnommen werden.

Kapitel 6

Versuchstechnik und Charakterisierungsmethoden

6.1 Eingesetzte Lasersysteme

Im Folgenden sind die technischen Daten der in dieser Arbeit eingesetzten Laserstrahlquellen aufgelistet. Mit Ausnahme des Excimerlasers waren alle Strahlquellen in Systeme integriert, welche mit einem Scanner zur Bewegung des Laserstrahls über die statisch positionierten Proben ausgestattet waren. Im Fall des Excimerlasers stand ein x - y -Tisch für die Bewegung der Proben unter dem abbildenden Strahl zur Verfügung. Tabelle 6.1 fasst die Daten aller verwendeten Laser mit einer Pulsdauer im Nanosekundenbereich zusammen, Tabelle 6.2 die der Kurzpulslaser.

Tabelle 6.1: Technische Daten der in dieser Arbeit verwendeten Nanosekundenlaserstrahlquellen.

	VIS-ns-Laser	UV-ns-Laser	Excimerlaser
Wellenlänge λ	532 nm	355 nm	248 nm
akt. Medium	Nd:YVO ₄ -Kristall	Nd:YVO ₄ -Kristall	KrF-Gasgem.
max. Leistung P_{av}	40 W	>10 W	50 W
Repetitionsrate f_R	bis 80 kHz	bis 100 kHz	bis 50 Hz
Pulsdauer t_P	< 10 ns bei 80 kHz	< 30 ns bis 60 kHz	20 - 30 ns
Pulsenergie E_P	> 500 μ J bei 80 kHz	\geq 250 μ J	\leq 1680 mJ
Strahlprofil	Flat-Top >(120x120) μ m ²	Gauß $M^2 < 1,3$	Flat-Top \leq (0,5x1) cm ²
Bezeichnung	INNOSLAB	AVIA-X	LPX Pro 305i
Hersteller	EdgeWave	Coherent	Coherent

Tabelle 6.2: Technische Daten der in dieser Arbeit verwendeten Kurzpuls-laserstrahlquellen.

	ps-Laser	fs-Laser
Wellenlänge λ	1064(IR)/ 532(VIS)/ 355 nm(UV)	1035 nm
akt. Medium	Nd:YVO ₄ -Kristall	Yb:glass-Kristall
max. Leistung P_{av}	8 W	2 W
Repetitionsrate f_R	bis 500 kHz	bis 100 kHz
Pulsdauer t_P	8 - 9 ps	400 fs
Pulsenergie E_P	16 μ J bei 500 kHz (IR)	400 μ J bei 1 kHz μ J
Strahlprofil	Gauß	Gauß
	$M^2 < 1,2$	$M^2 \leq 1,2$
Bezeichnung	Super Rapid	SC-1035-2000 HEHR
Hersteller	Lumera Laser	High Q Laser

6.2 Bestimmung von Ablationsschwellfluenzen mittels Liu-Methode

Die Schwellfluenz einer thermisch angeregten Phasenumwandlung, d.h. die Energiedichte, die für die Anregung dieser Phasenumwandlung benötigt wird, kann für verschiedenste Materialien mittels der nach ihrem Entdecker benannten Liu-Methode bestimmt werden [113, 124]. Auch der $1/e^2$ -Fokusradius eines Gaußschen Strahlprofils ω_0 kann mit Hilfe dieser Methode experimentell ermittelt werden [125].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Liu-Methode für die Ermittlung von Schwellfluenzen der SiO₂-Ablation und des Fokusradius verschiedenster Strahlengänge verwendet. Der Fokusradius wird benötigt, um Pulsenergien in die relevante Größe der Energiedichte, d.h. der Fluenz Φ [J/cm²], umzurechnen. Da bei einem gaußschen Strahlprofil eine Fluenzverteilung $\Phi(x, y)$ auf der Probenoberfläche vorliegt, wird in der Laserprozessstechnik als Vergleichsgröße in der Regel die maximale Energiedichte, d.h. die Maximalfluenz Φ_0 im Zentrum des Laserstrahls angegeben. Das ermöglicht die Einstellung vergleichbarer Bestrahlungsbedingungen für unterschiedliche Strahlquellen oder Strahlengänge. Im Folgenden wird die Vorgehensweise der Liu-Methode erläutert.

Die Liu-Methode beruht auf der Annahme einer perfekten gaußschen Intensitätsverteilung des Laserstrahls (Strahlqualität $M^2 = 1$). Des Weiteren wird angenommen, dass die Ausbreitungsrichtung z des Laserstrahls senkrecht auf einer Ebene steht, die durch die Raumkoordinaten x und y aufgespannt wird. Gelten diese Annahmen, kann das räumliche und zeitliche Intensitätsprofil eines zeitlich ebenfalls gaußförmigen Laserpulses $I(x, y, t)$ an einer beliebigen Stelle z wie folgt beschrieben werden:

$$I(r, t) = I_0 e^{-2 \frac{r^2}{\omega(z)^2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{t^2}{\tau^2}}, \quad (6.1)$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, der Maximalintensität I_0 im Strahlzentrum und den räumlichen und zeitlichen Radien $\omega(z)$ und t , für die gilt: $I = (I_0/e^2)$. Die Koordinaten x und y geben die radiale Distanz zum Strahlzentrum in entsprechender Richtung an. Die räumliche Verteilung der Laserfluenz ergibt sich aus der Integration der räumlichen und zeitlichen Intensitätsverteilung über den zeitlichen Verlauf des Pulses zu:

$$\Phi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, t) dt = \Phi_0 e^{-2 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\omega(z)} \right)^2}, \quad (6.2)$$

mit $\Phi_0 = \sqrt{\pi} t I_0$. Der Zusammenhang zwischen dem direkt messbaren Laserparameter der Pulsenergie E_p und der Fluenzverteilung $\Phi(x, y)$ ist wiederum über das Integral der Energiedichte über die Raumkoordinaten x und y gegeben:

$$E_p = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y) dx dy. \quad (6.3)$$

Aus den Gleichungen 6.2 und 6.3 ergibt sich die Maximalfluenz in der Mitte des Laserstrahls zu:

$$\Phi_0 = \frac{2E_p}{\pi \omega(z)^2}. \quad (6.4)$$

Für die Bestimmung der Vergleichsgröße der Maximalfluenz Φ_0 in der Bearbeitungsebene ($z = z_0$) werden dementsprechend sowohl die unmittelbar messbare Größe der Pulsenergie E_p als auch der Strahlradius $\omega(z_0) = \omega_0$ benötigt. Letzterer ist von den Fokussierbedingungen des Lasersystems abhängig und experimentell nicht unmittelbar zugänglich. Eine Möglichkeit, den Fokusradius ω_0 zu bestimmen, ist die Verwendung der Linsengleichung

$$2\omega_0 = \frac{f\lambda}{\pi D_{\text{Linse}}}, \quad (6.5)$$

die mittels der Ausbreitungsgesetze von Gaußstrahlen an andere Stelle hergeleitet wurde [126]. Dabei sind f die Brennweite der Fokussierlinse, λ die Wellenlänge der Laserstrahlung und D_{Linse} der $1/e^2$ -Durchmesser des Laserstrahls, mit dem dieser auf die Fokussierlinse trifft. Der Strahldurchmesser kann in diesem Fall mittels einer Kamera, die über einen ausreichend großen CCD-Chip verfügt, bestimmt werden, da der Laserstrahl an der Stelle der Fokussierlinse stark aufgeweitet und die Maximalintensität im Vergleich zur Fokussierlinse stark reduziert ist.

Die Liu-Methode hingegen bedarf keiner Kamera, um die Schwellfluenz für eine Phasenumwandlung und den Fokusradius eines Laserstrahls gleichzeitig zu bestimmen. Sie nutzt den analytischen Zusammenhang zwischen der Pulsenergie E_p und dem Laserspotdurchmesser D , der sich aus der materialabhängigen Schwellfluenz für die untersuchte Phasenumwandlung und aus der angenommenen idealen Fluenzverteilung heraus ergibt. Aus den Gleichungen 6.2 und 6.4 ergibt sich folgender analytischer Zusammenhang:

$$D^2 = 2\omega_0^2 \ln \left(\frac{2E_p}{\pi \omega_0^2 \Phi_{\text{th}}} \right). \quad (6.6)$$

Insofern die Kreisfläche der Phasenumwandlung und somit auch deren Durchmesser D zum Beispiel optisch ermittelt werden kann, enthält die Gleichung 6.6 neben den beiden messbaren Größen E_p und D die beiden zu bestimmenden Größen Φ_{th} und ω_0 . Aus variierenden Pulsenergien E_p während der Bestrahlung des untersuchten Materials mit Einzelpulsen resultieren unterschiedlich große Spotdurchmesser D . Trägt man die ermittelten Spotdurchmesser D über die dazugehörige Pulsenergie E_p auf, ergibt sich ein logarithmischer Zusammenhang, der durch die Gleichung 6.6 und die Anpassung der Parameter Φ_{th} und ω_0 abgebildet werden kann. Die ermittelten Werte der Parameter ergeben die gesuchten Kenngrößen.

6.3 Transferlängen-Methode zur Bestimmung von Kontaktwiderständen

Die *Transferlängen-Methode* (TLM) [127, 128] ermöglicht die quantitative Charakterisierung eines ohmschen Kontaktes zu einem Halbleiter. Sie wurde bereits 1964 von Shockley vorgestellt [129] und ermöglicht die Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes von Metall-Halbleiter-Kontakten ρ_k an eigens hierfür angefertigten Teststrukturen. Die Geometrie der Teststrukturen kann Abbildung 5.2 entnommen werden und weist mindestens 6 parallele Metallfinger gleicher Länge Z und Breite L auf mit ungleichen Abständen d zwischen den Kontakten. Anders als in Abbildung 5.2 dargestellt, kontaktieren die Finger in der ursprünglichen Anwendung der TLM-Methode eine freiliegende Halbleiteroberfläche auf der ganzen Fingerfläche. Die Änderungen, die sich aufgrund der in der Abbildung gezeigten SiO_2 -Schicht auf der Probe ergeben sind weiter unten im Abschnitt *Anwendung der TLM-Methode auf lasergeöffnete Punktkontakte* beschrieben. Für die Vermessung der Probe werden zwei benachbarte Kontaktfinger kontaktiert und mit einem Strom I_0 beaufschlagt. Mittels einer Vier-Spitzen-Messung wird der daraus resultierende Gesamtspannungsabfall $U_{tot}(d)$ zwischen den Kontakten ermittelt. Dem Ohmschen Gesetz entsprechend berechnet sich der Gesamtwiderstand dieser Konfiguration zu $R_{tot}(d) = \frac{U_{tot}(d)}{I_0}$. Für die Interpretation dieses Gesamtwiderstandes werden im TLM-Modell folgende Annahmen getroffen:

- Die Widerstände in den Messnadeln, zwischen den Nadeln und den Metallkontakten und in den Metallkontakten sind vernachlässigbar gering.
- Der Metall-Halbleiter-Kontaktwiderstand ist homogen auf der gesamten Kontaktfläche.
- Der Schichtwiderstand des leitenden Siliciums unter und zwischen den Kontakten ist konstant.
- Strompfadkomponenten in der leitenden Halbleiterschicht senkrecht zur Kontaktfläche (in z -Richtung) werden vernachlässigt; das Modell bezieht sich auf

einen eindimensionalen Stromfluss im Halbleiter parallel zur Oberfläche und senkrecht zu den Metallfingern (x -Richtung).

- Zwischen den Fingern der Länge Z fließt der Strom geradlinig in x -Richtung. Abweichende Strompfade an den Fingerenden werden vernachlässigt.

Unter der erstgenannten Annahme setzt sich der Gesamtwiderstand $R_{\text{tot}}(d)$ in erster Näherung aus den folgenden seriell verschalteten Widerständen zusammen: zweifacher Kontaktwiderstand zwischen Metallkontakt und Halbleiter R_k und dem Widerstand im Halbleiter zwischen den beiden Fingern R_{sh} . Letzterer ist dabei eine Funktion des variierenden Fingerabstandes d und des Schichtwiderstandes des leitenden Halbleiters R_{sheet} . Ein auf der Breite Z durch den Halbleiter in x -Richtung fließender Strom erfährt auf einer Strecke Δx den Widerstand:

$$R_{\text{sh}}(\Delta x) = R_{\text{sheet}} \frac{\Delta x}{Z}. \quad (6.7)$$

Somit ergibt sich für den an einer TLM-Struktur bestimmten Gesamtwiderstand näherungsweise:

$$R_{\text{tot}}(d) = 2R_k + R_{\text{sheet}} \frac{d}{Z}. \quad (6.8)$$

Trägt man die messtechnisch ermittelten Gesamtwiderstände $R_{\text{tot}} = \frac{U_{\text{tot}}(d)}{I_0}$ über den Fingerabstand d der kontaktierten Metallkontakte auf, ergibt sich entsprechend Gleichung 6.8 ein linearer Zusammenhang mit dem y -Achsenabschnitt $2R_k$ und der Steigung $\frac{R_{\text{sheet}}}{Z}$.

Diese Überlegungen erlauben es, den von der Kontaktgeometrie abhängigen Kontaktwiderstand R_k der Metallkontakte zu bestimmen. Der flächenbezogene spezifische Kontaktwiderstand ρ_k für den Vergleich von Metallkontakten unterschiedlichster Geometrie aber kann nicht direkt aus den Strom-Spannungsmessungen ermittelt werden. Hierfür muss eine detailliertere Analyse der Natur des Stromflusses in und aus den Kontakten vorgenommen werden. Eine erste zweidimensionale Analyse des Stromflusses zwischen zwei Fingern in der x - z -Ebene von Kennedy und Murley [130] zeigte, dass unter der Annahme eines Kontaktwiderstandes von $R_k = 0$ nur ein kleiner Anteil der gesamten Fingerbreite L während des Stromtransfers vom Metall in den Halbleiter und vom Halbleiter ins Metall aktiv ist. Das bedeutet, dass abhängig vom Kontaktwiderstand R_k die effektive Kontaktfläche viel kleiner als die tatsächliche Kontaktfläche $A = LZ$ sein kann. Das hat Auswirkungen auf die Interpretation des bestimmten Kontaktwiderstandes R_k und damit auf die Bestimmung des flächenbezogenen spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_k . Die Transferlängen-Methode führt für die Bestimmung der effektiven Kontaktfläche die Größe der Transferlänge L_t ein. Sie wird als die Länge unterhalb des Metallkontaktes definiert, innerhalb welcher der durch die leitende Halbleiterschicht fließende Strom $I_s(x)$ auf $1/e$ seines Maximalwertes I_0 abgefallen ist (siehe Abb. 6.1). Für die analytische Berechnung der Transferlänge und damit des spezifischen Widerstandes muss der Stromfluss unterhalb des Metallkontaktes genauer betrachtet werden. Hierfür wird als Modell ein Widerstandsnetzwerk angenommen, das den Schicht- und den Kontaktwiderstand

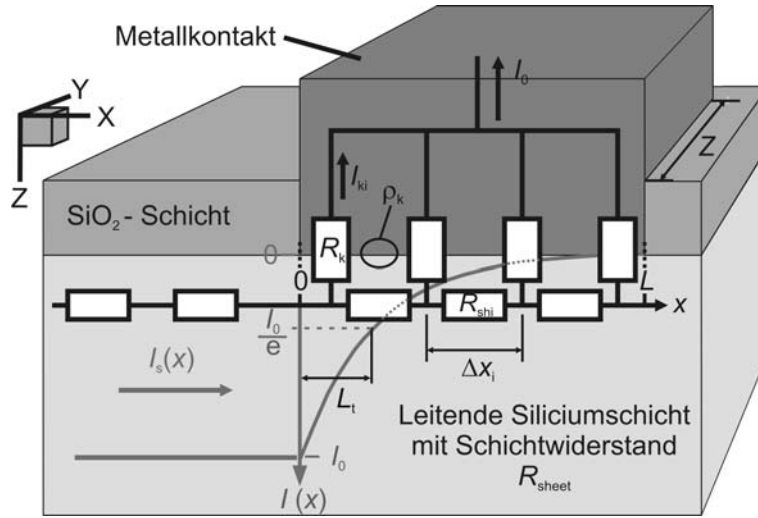


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Widerstandsnetzwerkes zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_k an einer oxidierten Probe mit lokaler Kontaktöffnung im Bereich des Metallkontaktes.

unter dem als idealen Leiter angenommenen Kontakt darstellt (Abb 6.1). Für die analytische Berechnung wird die Kontaktfläche $A = LZ$ in i Elemente mit der Fläche $dA_i = \Delta x_i Z$ unterteilt. Der angelegte Strom I_0 fließt durch die leitende Schicht an der Stelle $x = 0$ unter den Kontakt ($I_s(0) = I_0$). Nach dem ersten Knotenpunkt im Netzwerkmodell teilt sich der Strom auf: $I_s(0) = I_s(\Delta x) + I_k(0)$. Die Änderung des Stroms in der leitenden Schicht entspricht dem Strom durch den Kontaktwiderstand des ersten Flächenelementes:

$$\Delta I_s(0) = I_s(\Delta x) - I_s(0) = -I_k(0) = -\frac{U(0)}{R_k(0)}. \quad (6.9)$$

Dabei entspricht die Spannung $U(x)$ der Potentialdifferenz zwischen der leitenden Halbleiterschicht an der Stelle x und dem äquipotentialen Metallkontakt. Mit

$$R_{ki} = \rho_k \frac{1}{dA_i} = \rho_k \frac{1}{\Delta x_i Z} \quad (6.10)$$

ergibt sich für die Stromänderung in der leitenden Schicht über die Koordinate x :

$$\frac{dI_s(x)}{dx} = -\frac{Z}{\rho_k} U(x). \quad (6.11)$$

Auch die Spannung $U(x)$ verringert sich unter dem Kontakt mit zunehmender Distanz x zum Kontaktrand. Für den Spannungsabfall über den Leitungswiderstand in der leitenden Halbleiterschicht zwischen dem ersten und dem zweiten Knoten gilt:

$$\Delta U(0) = U(\Delta x) - U(0) = -U_s(0) = -I_s(\Delta x) R_{sh}. \quad (6.12)$$

In der differentiellen Schreibweise erhält man durch Einsetzen der Gleichung 6.7:

$$\frac{dU(x)}{dx} = -\frac{R_{sheet}}{Z} I_s(x). \quad (6.13)$$

Aus den Gleichungen 6.11 und 6.13 ergibt sich zur Beschreibung des Stromflusses in der modellierten Kontaktfläche die Differenzialgleichung:

$$\frac{d^2 I_s(x)}{dx^2} = -\frac{Z}{\rho_k} \frac{dU(x)}{dx} = \frac{R_{\text{sheet}}}{\rho_k} I_s(x) . \quad (6.14)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet:

$$I_s(x) = C_A e^{\sqrt{\frac{\rho_k}{R_{\text{sheet}}}} x} + C_B e^{-\sqrt{\frac{\rho_k}{R_{\text{sheet}}}} x} . \quad (6.15)$$

Die Abklingkonstante dieser Exponentialterme wird als Transferlänge

$$L_t := \sqrt{\frac{\rho_k}{R_{\text{sheet}}}} \quad (6.16)$$

definiert. Die Konstanten C_A und C_B können mit Hilfe der folgenden Randbedingungen bestimmt werden:

1. Der gesamte Strom soll durch den Kontakt fließen
 $I_s(L) = 0 = C_A e^{\frac{L}{L_t}} + C_B e^{-\frac{L}{L_t}} \Rightarrow C_A = -C_B e^{-\frac{2L}{L_t}}$
2. Der Strom an der Stelle $x = 0$ entspricht dem Gesamtstrom I_0
 $I_s(0) = I_0 = C_A + C_B \Rightarrow C_B = \frac{I_0}{1 - e^{-\frac{2L}{L_t}}}$
 $\Rightarrow C_A = \frac{I_0}{1 - e^{-\frac{2L}{L_t}}}$

Durch Einsetzen der Terme für die Konstanten C_A und C_B in Gleichung 6.15 und durch die Implementierung der Ableitung von Gleichung 6.15 in Gleichung 6.11 ergibt sich für die ortsabhängige über den Kontaktwiderstand abfallende Spannung:

$$U(x) = -\frac{\rho_k}{Z} \frac{dI_s(x)}{dx} = -\frac{\rho_k}{Z} \frac{1}{L_t} I_0 \left(\frac{1}{1 - e^{-\frac{2L}{L_t}}} e^{\frac{x}{L_t}} - \frac{1}{1 - e^{-\frac{2L}{L_t}}} e^{-\frac{x}{L_t}} \right) . \quad (6.17)$$

Der Gesamtkontaktwiderstand berechnet sich damit zu:

$$R_k = \frac{U(0)}{I_0} = \frac{\rho_k}{Z} \frac{1}{L_t} \coth\left(\frac{L}{L_t}\right) . \quad (6.18)$$

Für zwei Grenzfälle vereinfacht sich Gleichung 6.18 zu:

$$R_k = \frac{\rho_k}{Z} \frac{1}{L_t} \quad \text{für} \quad L \geq 1,5L_t \quad (6.19)$$

$$R_k = \frac{\rho_k}{Z} \frac{1}{L} \quad \text{für} \quad L \leq 0,5L_t .$$

Im allgemeinen Fall ergibt sich demnach für den Gesamtwiderstand $R_{\text{tot}}(d)$ aus den Gleichungen 6.8 und 6.18 der lineare Zusammenhang:

$$R_{\text{tot}}(d) = 2 \frac{\rho_k}{Z} \frac{1}{L_t} \coth\left(\frac{L}{L_t}\right) + \frac{R_{\text{sheet}}}{Z} d , \quad (6.20)$$

mit der Steigung $m = \frac{R_{\text{sheet}}}{Z}$ und dem y -Achsenabschnitt $b = 2\frac{\rho_k}{Z}\frac{1}{L_t}\coth\left(\frac{L}{L_t}\right) = 2R_k$. Der Betrag des x -Achsenabschnitts s ergibt sich daraus zu $s = 2\frac{\rho_k}{R_{\text{sheet}}}\frac{1}{L_t}\coth\left(\frac{L}{L_t}\right)$. Für den Fall $L \geq 1,5L_t$ ergibt sich daraus der Zusammenhang $L_t = \frac{1}{2}s$. Das bedeutet, dass beide für die Auswertung des spezifischen Widerstands ρ_k benötigten Kenngrößen R_k und L_t direkt an den beiden Achsenabschnitten der Auftragung R_{tot} über d abgelesen werden können. Der spezifische Kontaktwiderstand ergibt sich in beiden Fällen durch das Umstellen der entsprechenden Näherung von Gleichung 6.18. Für den Fall $L \leq 0,5L_t$ bedarf es keiner Bestimmung der Transferlänge durch die Auftragung der Gesamtwiderstandes. Für diesen Fall wird die effektive Kontaktfläche der tatsächlichen Kontaktfläche gleichgesetzt und statt L_t in folgender Gleichung die gesamte Fingerbreite L eingesetzt.

$$\rho_k = ZR_kL_t. \quad (6.21)$$

Anwendung der TLM-Methode auf lasergeöffnete Punktkontakte

Die oben dargestellte Methode zur Bestimmung von spezifischen Kontaktwiderständen wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Ermittlung von spezifischen Kontaktwiderständen in lasergeöffneten Punktkontaktöffnungen in einer SiO_2 -Schicht auf p -Typ-Basiswafermaterial sowie auf phosphordotierten n^+ -Emitttern angewendet. Im Fall von Punktkontaktöffnungen kontaktiert der Metallkontakt nicht wie oben angenommen homogen auf der gesamten metallisierten Fläche. Vielmehr entstehen nur in den SiO_2 -ablatierten Bereichen unterhalb der Metallfinger Metall-Halbleiter-Kontakte. Aufgrund der veränderten Geometrie der Kontaktflächen ergeben sich die im Folgenden beschriebenen Abweichungen für die Messauswertung mittels der TLM-Methode zur oben beschriebenen Theorie.

Um die Probenstruktur einfach zu halten und die oben geschilderten Überlegungen weitestgehend für diese Anwendung der TLM-Methode zu erhalten, wurden die Proben entsprechend Kapitel 5.2.1 (siehe Abb. 5.2) gestaltet. Da die lasergeöffneten Linien senkrecht zu den Metallfingern verlaufen, gilt das zur Beschreibung des Metall-Halbleiterkontaktes verwendete Widerstandnetzwerk in Abbildung 6.1 entlang einer Punktkontaktlinie näherungsweise auch für diese Probengeometrien. Die Änderungen bei der Auswertung ergeben sich jedoch aus der unterbrochenen Kontaktfläche in Richtung der Fingerlänge Z . Mit Hilfe folgender Annahmen können die Formeln 6.10 bis 6.19 in einfacher Weise modifiziert werden, so dass eine Auswertung entsprechend der TLM-Methode näherungsweise auch für die in dieser Arbeit verwendete Kontaktformation anwendbar ist.

- Die geöffneten Laserkontaktlinien entsprechen einer durchgängig geöffneten Linie der konstanten Breite B , welche die selbe geöffnete Fläche repräsentiert, wie die aneinandergereihten Punktkontaktöffnungen.
- Zwischen den Kontaktfingern fließt der Strom auf der vollen Fingerlänge Z geradlinig in x -Richtung.

- Unterhalb der Kontaktfinger fließt der Strom im Silicium ausschließlich in den lasergeöffneten Bereichen.
- Der Schichtwiderstand des Halbleiters wird weiterhin als homogen auf der gesamten Probe angenommen. Eventuelle Schichtwiderstandsänderungen laserbearbeiteter Emitter werden nicht berücksichtigt.

Diesen Annahmen entsprechend muss die Kontaktfläche für die Anwendung der Auswertung auf die laserablatierten Proben mit einem Faktor f zu $A = LfZ$ korrigiert werden. Der Faktor f entspricht dem Anteil der Gesamtfingerlänge Z , auf dem der Metallfinger durch den Laserablationsprozess Kontakt zum Si-Substrat hat. Dieser Anteil ergibt sich aus der äquivalenten Breite der geöffneten Linien B und der Anzahl lasergeöffneter Linien N_L auf der gesamten Fingerlänge Z zu $f = \frac{N_L B}{Z}$. Dieser Faktor muss für jede Probe einzeln bestimmt werden und lag für die hier vorgestellten Proben aufgrund der in Kap. 5.2.1 beschriebenen Linienanordnung im Bereich von $f \approx 0,33$. Aus dieser Änderung ergibt sich, dass für die Auswertung dieser Proben in den Gleichungen 6.10 bis 6.19 die Variable Z durch den Term fZ ersetzt werden muss. Für die Berechnung des Widerstandes durch den Stromfluss in der leitenden Halbleiterschicht zwischen den Fingern nach Gleichung 6.7 muss die Variable Z jedoch weiterhin beibehalten werden, da für die Stromleitung zwischen den Kontaktfingern weiterhin die volle Fingerlänge zur Verfügung steht. Somit bleibt im zweiten Summand von Gl. 6.20 die Größe Z erhalten während sie für die Berücksichtigung des Widerstandes in der leitenden Halbleiterschicht unterhalb des Metallkontaktes näherungsweise auf die geöffnete Fingerlänge fZ angepasst werden muss.

Als Endergebnis dieser Annahmen ergibt sich für die Transferlänge L_t als Funktion des Betrages des x -Achsenabschnittes s der Auftragung R_{tot} über d : $L_t = \frac{1}{2}fs$ und für den spezifischen Kontaktwiderstand:

$$\rho_k = fZR_kL_t. \quad (6.22)$$

Für die Auswertung im Sinne dieser Arbeit bedeutet dies, dass die ursprünglichen Auswertungsalgorithmen weiterhin verwendet werden können, wenn das Endergebnis für den spezifischen Kontaktwiderstand mit dem Faktor f korrigiert wird. Die Gültigkeit der oben beschriebenen Näherungen mit hinreichend kleinen Fehlern wurde in dieser Arbeit experimentell anhand von Vergleichsmessungen mit ganzflächig ablatierten SiO_2 -Schichten überprüft und bestätigt.

Neben den spezifischen Kontaktwiderständen der laserablatierten Kontaktöffnungen wurden in dieser Arbeit auch die Widerstände von nasschemisch geöffneten Kontakten sowie von LFC-Kontakten untersucht. Während die ganzflächig nasschemisch geätzten Proben auf herkömmliche Weise ausgewertet werden können, muss für die Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes der LFCs ebenfalls die geometrische Anordnung der Kontakte berücksichtigt werden. Auf diesen Proben wurde in x -Richtung jeweils nur ein LFC pro Kontaktfinger angebracht. Somit müssen die Kontaktabstände d von Fingerrand zu Fingerrand bei der Auswertung durch die

LFC-Abstände in x -Richtung $d_{\text{LFC}} = d + L - D_{\text{LFC}}$ (D_{LFC} : LFC-Durchmesser) ersetzt werden. Die laterale Dimension der Gesamtkontaktfläche pro Metallfinger Z wurde entsprechend oben stehender Beschreibung ebenfalls mit dem Faktor des Anteils der kontaktierten Fingerlänge $f = \frac{N_{\text{LFC}} D_{\text{LFC}}}{Z}$ multipliziert (N_{LFC} : Anzahl von LFCs auf der gesamten Fingerlänge Z). Des Weiteren gilt für die Auswertung dieser Proben: $L = L_t = D_{\text{LFC}}$.

6.4 Photoleitfähigkeitsmessungen

Für die Charakterisierung der laserinduzierten Schädigung durch die Laserablation von SiO_2 -Schichten auf Si-Substraten wurden im Rahmen dieser Arbeit laserbearbeitete Lebensdauerteststrukturen hergestellt. Die Auswertung dieser Proben basiert auf der Bestimmung ihrer effektiven Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{\text{eff}}(\Delta n)$, die eine Funktion der Ladungsträgerdichte Δn ist und stets von der Rekombination an den Waferoberflächen und im Wafervolumen beeinflusst wird (s. Gl. 2.12). Die effektive Lebensdauer von angeregten Ladungsträgern kann mit unterschiedlichen Methoden bestimmt werden. Die meisten kontaktfreien Messverfahren basieren auf der Messung der Photoleitfähigkeit σ_{L} einer durch Beleuchtung angeregten Probe. Die Photoleitfähigkeit der Probe hängt von der Dichte der generierten Ladungsträger (Überschussladungsträgerdichte) Δn und $\Delta p = \Delta n$ ab (s. Gl. 6.24). Durch die messbare Größe der Photoleitfähigkeit kann also die Ladungsträgerdichte in einem Wafer bestimmt werden.

Die Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer aus der Photoleitfähigkeit kann mittels zwei verschiedener Verfahrensweisen erreicht werden. Man misst entweder die Photoleitfähigkeit (*Photoconductance*: PC) eines Wafers, die sich durch Beleuchtung der Probe bei bekannter Intensität einstellt (statische Messung), oder den Zerfall der Photoleitfähigkeit (*Photoconductance Decay*: PCD) nach einer pulsartigen Anregung der Probe (transiente Messung). Die Photoleitfähigkeit kann mit unterschiedlichen Verfahren gemessen werden. Die meistverbreitetsten Techniken verwenden Mikrowellenreflexion (μW -PCD) [131, 132], infrarote Transmission bzw. Emission (*Infrared Lifetime Mapping*: ILM) [133–136] oder die kapazitive bzw. induktive Kopplung der Probe an einen Brückenwechselstrom [137, 138] als Messgröße. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Photoleitfähigkeitsmessung mittels der QSSPC (*Quasi Steady-State Photoconductance*) -Methode verwendet.

6.4.1 Quasi-statische Photoleitfähigkeitsmessung (QSSPC)

Diese Methode erlaubt die Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer über einen großen Injektionsbereich und wurde erstmals 1996 von Sinton und Cuevas vorgestellt [139]. Hierbei werden die Ladungsträger in einer Probe mittels einer Blitzlampe angeregt. Die mit dem Abklingen des Blitzes ab dem Zeitpunkt $t = t_0$ auftretende Leitfähigkeitsänderung in dem Wafer wird mittels einer Induktionsspule detektiert und über die Brücke eines Schwingkreises als Spannungssignal abgegriffen.

Ist die durch den abklingenden Blitz im Wafer auftretende mittlere Generationsrate $G_{av}(t)$ ¹ zu jedem Zeitpunkt $t > t_0$ bekannt und kann gleichzeitig aus der detektierten Leitfähigkeit die mittlere Ladungsträgerdichte $\Delta n_{av}(t)$ im Wafer berechnet werden, kann die effektive Ladungsträgerlebensdauer entsprechend Gleichung 6.26 bestimmt werden.

Die für diesen Messvorgang benötigte Apparatur ist in Abbildung 6.2 schematisch dargestellt. Eine Blitzlampe ist über dem Messtisch, auf dem sich die Probe befindet, positioniert. Sie dient der optischen Anregung von freien Ladungsträgern in dem Wafer. Unter der Probe im Tisch eingelassen befindet sich die Messspule, die in einem Schwingkreis verschaltet ist, der bei einer festen Frequenz von 10,7 MHz betrieben wird. Durch das sich aufgrund der Wechsellspannung stetig ändernde elektromagnetische Feld der Spule werden die freien Ladungsträger in der Probe beschleunigt und so ein Kreisstrom in den Wafer induziert. Die Stärke des Kreisstroms ist von der Anzahl der freien Ladungsträger im Wafer abhängig und induziert seinerseits einen dem Schwingkreis entgegengesetzten Strom in die Messspule. Das verursacht eine Impedanzänderung in der Messspule, die von der Wechsellspannungsbrücke erfasst und als Spannungssignal mittels eines Oszilloskops ausgelesen wird. Nach einer Kalibrierung des Schwingkreises durch die Bestimmung des Spannungssignals als Funktion der Dunkelleitfähigkeit von Wafern mit bekannten Basisdotierungen kann jedes Spannungssignal einer Leitfähigkeit zugeordnet werden.

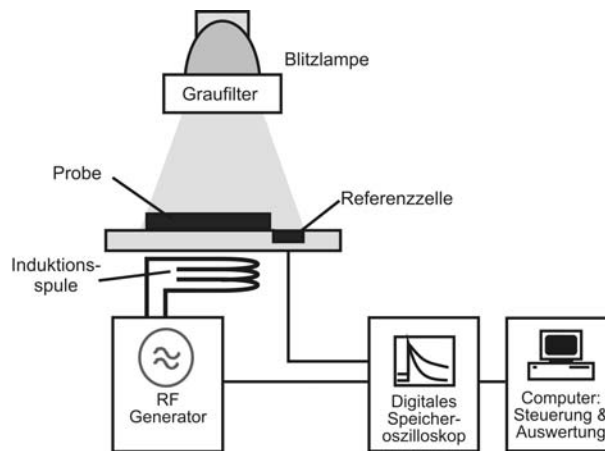


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau der Messapparatur für die QSSPC-Messmethode

Diese Messtechnik wird dazu verwendet die Photoleitfähigkeit von Wafern unter quasi-statischen Beleuchtungsbedingungen zu ermitteln. Da die Abklingkonstante des Blitzes größer ist als die effektive Ladungsträgerlebensdauer in den meisten Siliciumwafern, klingt der Blitz langsam genug ab, um für jeden Messzeitpunkt $t > t_0$ quasi-statische Anregung in der Probe mit der näherungsweise konstanten Beleuchtungsintensität $I_b(t)$ zu erhalten. Dabei wird die zeitabhängige Lichtintensität mittels einer kalibrierten Referenzsolarzelle, die in der Nähe der Messspule

¹Anzahl generierter freier Elektronen oder Löcher pro Volumen- und Zeiteinheit.

in den Messtisch eingelassen ist, aufgezeichnet. Die Zelle liefert unter Beleuchtung einen intensitätsabhängigen Strom $I(t)$ und ist an einen Widerstand angeschlossen. Über dem Widerstand wird wiederum die Spannung $U(t)$ abgegriffen, welche das Signal der Generation zeitlich darstellt.

Bestimmung der Ladungsträgerdichten

Mit der oben beschriebenen Technik wird die Leitfähigkeit σ des Wafers über die gesamte Wafertiefe W gemessen. Aus der Theorie ergibt sich die Gesamtleitfähigkeit durch die Integration über die Probentiefe z zu:

$$\sigma = q \int_0^W (n(z) \mu_n(n(z)) + p(z) \mu_p(n(z))) dz. \quad (6.23)$$

Die Mobilitäten der Elektronen μ_n und der Löcher μ_p sind Funktionen der an der Stelle z vorliegenden Trägerdichten [140]. Durch die Beleuchtung während der Messung werden gleich viele Überschusselektronen wie -löcher erzeugt ($\Delta n(z) = \Delta p(z)$). Schließt man die Anwesenheit von Ladungsträgerhaftstellen (Trappzustände) und Raumladungszonen aus und betrachtet einen p -Typ-Wafer, in dem n_0 vernachlässigt und $p_0 = N_A$ gesetzt werden kann, gilt für die zusätzlich entstandene, zeitabhängige Photoleitfähigkeit

$$\sigma_L(t) = \sigma_{\text{light}}(t) - \sigma_{\text{dark}} = q (\Delta n_{\text{av}}(t) (\mu_n + \mu_p) + N_A (\mu_p - \mu_{p0})) W, \quad (6.24)$$

mit der im Dunkeln, d.h. im Gleichgewichtsfall, vorliegenden Mobilität der Löcher μ_{p0} . Die Mobilitäten im Ungleichgewichtsfall, d.h. unter Beleuchtung der Probe, μ_n und μ_p sind Funktionen der zeitabhängigen Überschussladungsträgerdichte $\Delta n_{\text{av}}(t)$. Diese wird für die Auswertung als konstant über die Wafertiefe z angenommen und entspricht der realen über die Wafertiefe gemittelten Ladungsträgerdichte. Der zweite Summand in der Klammer dieses Ausdrucks wird für die in dieser Arbeit verwendete Auswertung der Messungen vernachlässigt. Durch Umstellen der Gleichung 6.24 kann somit aus der gemessenen Photoleitfähigkeit σ_L die mittlere, zeitabhängige Überschussladungsträgerdichte bestimmt werden.

Bestimmung der Photogeneration

Im Gegensatz zu transienten Messungen, bei denen die Zerfallsrate angeregter Ladungsträger erst nach Beendigung der Anregung für die Bestimmung der effektiven Lebensdauer interpretiert wird, muss für die Auswertung der quasi-statischen Messung Kenntnis über die zeitabhängige über die Wafertiefe W gemittelte Photogenerationsrate $G_{\text{av}}(t)$ vorliegen. Die Generationsrate hängt von den optischen Eigenschaften der Probe und der Intensität der Lichtquelle ab. Die optischen Probeneigenschaften bestimmen den Anteil der auf die Probe gestrahlten Photonen, der von der Probe reflektiert, in Beschichtungen auf den Probenoberflächen absorbiert oder durch die Probe transmittiert wird. Diese Photonen tragen nicht zur Generation von freien Ladungsträgern im Halbleiter bei. Das Generationsprofil kann mittels

optischer Modelle simuliert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Generationsstromdichten mittels dem Simulationsprogramm PC1D 5.8 [141] unter der Angabe der Waferdicke W sowie der Dicke und des Brechungsindex von eventuellen Passivierschichten für die Bestrahlung bei einer Sonne simuliert. Hierbei geht die Näherung ein, dass das Spektrum der bei den Messungen verwendeten Blitzlampe dem des AM1,5G-Spektrums entspricht.

6.4.2 Infrarote statische Photoleitfähigkeit (IR-SSPC)

Für die Messung der injektionsabhängigen effektiven Lebensdauer bei geringen Injektionsniveaus bis zu $\Delta n_{av} \approx 10^{12} \text{cm}^{-3}$ wurde im Rahmen dieser Arbeit die auf der oben beschriebenen QSSPC-Messung basierende IR-SSPC (*Infrared Steady-State Photoconductance*)-Messung verwendet. Diese Messmethode wurde von Fischer im Jahr 2003 vorgestellt [79] und vereinfacht die Messung der Lebensdauer im niedrigen Injektionsbereich im Vergleich zur QSSPC erheblich. Bei der QSSPC-Messung muss die Lichtintensität für die Anregung so geringer Ladungsträgerdichten mittels optischer Filter reduziert werden. Das entstehende sehr kleine Spannungssignal hat ein ungünstiges Signal-Rausch-Verhältnis und kann auf dem Oszilloskop nicht ausreichend fein aufgelöst werden. Bei der IR-SSPC-Messmethode wird der gleiche Messtisch wie bei der QSSPC verwendet, aber die optische Anregung wird mittels eines LED-Arrays realisiert. Die Lichtintensität des Arrays wird über den durch die Dioden fließenden Strom variiert und mittels einer kalibrierten Solarzelle vor der Messung stromabhängig bestimmt. Während der Messung wird die Lichtintensität stufenweise vom kleinsten bis zum größten Wert variiert, wobei abwechselnd Dunkel- und Helleitfähigkeit gemessen wird. Die Daten werden mit einem Multimeter ausgelesen, welches eine höhere Auflösung als das bei der QSSPC verwendete Oszilloskop aufweist. Das ermöglicht eine präzise Bestimmung der effektiven Lebensdauern unter echt-statischen Bedingungen.

6.4.3 Effektive Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff}

Für die Bestimmung der effektiven Lebensdauer aus der zeitlichen Änderung der mittleren Überschussladungsträgerdichte $\frac{\partial \Delta n_{av}(t)}{\partial t}$ bei der mittleren Generationsrate $G_{av}(t)$ wurde von Nagel *et. al* eine generalisierte Auswertungsmethode entwickelt [142]. Für die Herleitung der in dieser Auswertung verwendeten Formel muss die Kontinuitätsgleichung betrachtet werden. Für die Annahme einer räumlich konstanten Überschussladungsträgerdichte Δn_{av} gilt die Bedingung, dass an jeder Stelle (x,y,z) im Wafer die Diffusionsstromdichte und somit auch die Gesamtstromdichte $J = 0$ sein muss. Daher vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung zu:

$$\frac{\partial \Delta n_{av}(t)}{\partial t} = G_{av}(t) - U_{av}(t), \quad (6.25)$$

mit $U_{\text{av}} = \frac{\Delta n_{\text{av}}}{\tau_{\text{eff}}(\Delta n_{\text{av}})}$. Daraus ergibt sich für die effektive Lebensdauer:

$$\tau_{\text{eff}}(\Delta n_{\text{av}}) = \frac{\Delta n_{\text{av}}(t)}{G_{\text{av}}(t) - \frac{\partial \Delta n_{\text{av}}(t)}{\partial t}}. \quad (6.26)$$

6.4.4 Emittersättigungsstromdichten J_{0e}

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Auswirkungen laserinduzierter Kristallschädigungen auf Emitter- und Basisgebieten separat untersucht. Kristalldefekte verursachen, wie in Kap. 2.3.1 beschrieben, Rekombination von Ladungsträgern. Die Bestimmung der Rekombinationseigenschaften eines Emitters ist jedoch aufgrund des über die Tiefe inhomogenen Dotierprofils und somit auch inhomogener Überschussladungsträgerdichten komplex. Da die Überschussladungsträgerdichte im Emitter jedoch geringer als in der Basis ist und die Emittertiefe klein gegenüber der Waferdicke ist, kann die Photoleitfähigkeit im Emitter bei einer Lebensdauerermessung vernachlässigt werden. Somit kann der Emitter als rekombinationsaktive Oberfläche behandelt werden. Vergleichbar mit der Bestimmung von effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von mit Ladungen belegten Oberflächen (s. Kap. 2.3.2) kann eine virtuelle Oberfläche definiert werden, die am Rande der Raumladungszone in der Basis liegt und eine effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} aufweist. Der Rekombinationsstrom in diese Oberfläche, d.h. in den Emitter hinein, ergibt sich aus der Definition von $S_{\text{eff}} = \frac{U_s}{\Delta n} = \frac{J_n}{q\Delta n}$ (s. Gl. 2.9). Bei dieser Betrachtung wird zwischen Rekombination an der Emitteroberfläche und im Emittervolumen nicht unterschieden. Unter den Annahmen dass:

- die Materialkonstanten in dem hochdotierten Emittergebieten unabhängig von der Minoritätsträgerdichte sind,
- die Quasi-Fermi-Energieniveaus in der Raumladungszone konstant sind und
- die Rekombination in der schmalen Raumladungszone vernachlässigbar ist,

lässt sich der Stromfluss in den Emitter aus den Transportgleichungen heraus zudem mit

$$J_n = J_{0e} \left(e^{\left(\frac{qV}{k_B T}\right)} - 1 \right) \quad (6.27)$$

beschreiben [138]. Die Spannung V beschreibt hierbei die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus in der Raumladungszone und J_{0e} die Emittersättigungsstromdichte. Aufgrund der genannten Annahmen kann der Emitterrekombinationsstrom also durch eine ideale Diode mit der Idealität $n = 1$ beschrieben werden. Die Ladungsträgerdichten am Rande der Raumladungszone, d.h. an der virtuellen Ebene, unter Beleuchtung hängen mit der Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus wie folgt zusammen:

$$np = n_i^2 e^{\left(\frac{qV}{k_B T}\right)}. \quad (6.28)$$

Zusammen mit Gleichung 6.27 ergibt sich hieraus für das S_{eff} eines n^+ -Emitters in einem p -Typ Wafer:

$$S_{\text{eff}} = \frac{J_{0e} (N_A + \Delta n)}{qn_i^2}. \quad (6.29)$$

Die in dieser Arbeit verwendete von Kane und Swanson vorgestellte Hochinjektionsmessung von J_{0e} [138] nutzt die Injektionsabhängigkeit von S_{eff} , um die Emitterrekombination von der Volumenrekombination zu trennen. Sie basiert auf der injektionsabhängigen Lebensdauerermessung mittels QSSPC (Kap. 6.4.1). Um zusätzliche unbekannte Oberflächenparameter bei der Interpretation der gemessenen effektiven Lebensdauer zu vermeiden, wurden in dieser Arbeit ausschließlich symmetrisch prozessierte Wafer mit beidseitig identischem Emitter verwendet. Unter Vernachlässigung der strahlenden Rekombination und der Näherung, dass die Überschussladungsträgerdichte am Rand der Raumladungszone auf der Vorderseite (VS) gleich der Trägerdichte am Rand der rückseitigen (RS) Raumladungszone ist, d.h. $\Delta n_{\text{VS}} = \Delta n_{\text{RS}} = \Delta n_{\text{av}} = \Delta n$, kann die gemessene effektive Lebensdauer $\tau_{\text{eff}}(\Delta n)$ dann nach den Gleichungen 2.12, 2.6 und 6.29 mit

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}(\Delta n)} = \frac{1}{\tau_{\text{Aug}}(\Delta n)} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}(\Delta n)} + \frac{2J_{0e}}{qn_i^2 W} (N_A + \Delta n) \quad (6.30)$$

beschrieben werden. Für die Bestimmung von J_{0e} muss die injektions- und dotierungsabhängige Auger-Rekombination der Basis als bekannt voraus gesetzt werden² und die effektive Lebensdauer unter Hochinjektionsbedingungen ($\Delta n \gg N_A$) gemessen werden. Da die SRH-Lebensdauer in Hochinjektion konstant über Δn ist, ergibt sich aus der Auftragung $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Aug}}}$ über Δn eine Gerade. Die Steigung der Geraden ist proportional zu J_{0e} . Da die Proportionalitätskonstante sich ausschließlich aus bekannten Parametern, wie der Elementarladung q , der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und der Waferdicke W zusammen setzt, lässt sich der Wert des J_{0e} aus dieser Steigung ermitteln.

6.5 Auswertungsmethoden für die elektrische Charakterisierung der laserinduzierten Kristallschädigung

6.5.1 Analyse von J - V -Kennlinien

Die Strom-Spannungs- (J - V -) Kennlinie einer Solarzelle unter Beleuchtung und im Dunkeln ist die wichtigste Kennlinien zur Charakterisierung der Zelle als Stromquelle. Unter definierter Beleuchtung können die Zellparameter

- Kurzschlussstromdichte J_{sc} : zellflächenbezogener Strom bei Kurzschluss der beiden Zellkontakte über einen äußeren Stromkreis

²In dieser Arbeit wurde stets das Auger-Modell von Kerr verwendet [47].

- Offene Klemmenspannung V_{oc} : Spannung zwischen den Zellkontakten ohne Verbindung über einen äußeren Stromkreis
- Füllfaktor FF : Verhältnis zwischen maximaler Zelleistungsdichte im optimalen Arbeitspunkt (MPP: *Maximum Power Point*) $P_{Zell} = J_{mpp}V_{mpp}$ und dem $J_{sc}V_{oc}$ -Produkt
- Wirkungsgrad η : Verhältnis von maximaler Zelleistungsdichte zu eingestrahelter Leistungsdichte P_{ein}

$$\eta = \frac{|J_{mpp}V_{mpp}|}{P_{ein}} = \frac{|J_{sc}V_{oc}FF|}{P_{ein}} \quad (6.31)$$

anhand der Hellkennlinie bestimmt werden.

Ein häufig angewandtes und vereinfachendes Modell zur Beschreibung des J - V -Verhaltens einer Solarzellen ist das sogenannte *2-Dioden-Modell*. Neben den in einer Solarzelle in der Regel auftretenden parasitären Parallel- und Serienwiderständen sowie den Rekombinationsverlusten im Basis- und Emittervolumen, beinhaltet das 2-Dioden-Modell im Gegensatz zum 1-Dioden-Modell zusätzlich einen Term zur modellhaften Beschreibung der spannungsabhängigen Rekombination in der Raumladungszone zwischen dem n - und p -dotierten Bereichen der Zelle. Das elektrische Ersatzschaltbild einer Solarzelle entsprechend dem 2-Dioden-Modell ist in Abbildung 6.3 gegeben (grauer Bereich). Unter Beleuchtung der Zellfläche werden über den photoelektrischen Effekt freie Ladungsträger und somit eine Stromdichte J_L generiert, die ohne Verbindung der beiden Zellkontakte über einen äußeren Stromkreis vollständig in der Zelle über die Rekombination im Emitter- und Basisvolumen (Verluststromdichte J_1), in der Raumladungszone des p - n -Übergangs (Verluststromdichte J_2) sowie über interne Kurzschlüsse der Solarzelle (Verluststromdichte J_p) rekombiniert. Die J - V -Kennlinie wird durch das Anschließen der Zelle an eine externe Spannungsquelle vermessen und gibt die über den äußeren Stromkreis fließende Stromdichte $J = \frac{I}{A}$ (I : Strom, A : Zellfläche) als Funktion der angelegten und somit zwischen den Zellkontakten anliegenden Spannung V an. Wie dem Ersatzschaltbild in Abb. 6.3 entnommen werden kann, hängt das Verhalten der Kennlinie dabei maßgeblich von den Eigenschaften der parallel zu der zellinternen Stromquelle und

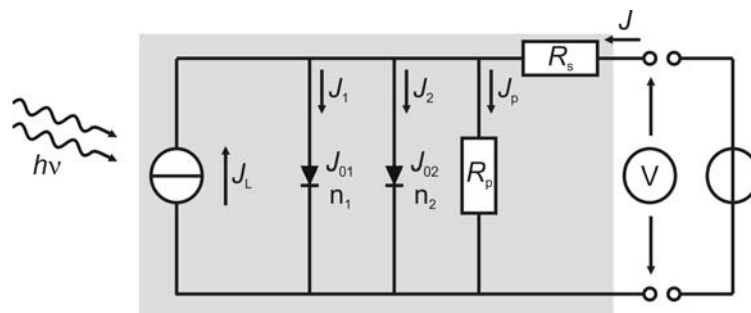


Abbildung 6.3: Ersatzschaltbild einer Solarzelle im 2-Dioden-Modell und des Messaufbaus zur Vermessung von J - V -Kennlinien.

dem äußeren Stromkreis geschalteten Verluststrompfade J_{01} , J_{02} und J_p sowie dem Seriewiderstand R_s der Zelle ab. Aus dem Ersatzschaltbild ergibt sich:

$$J(V) = J_1(V) + J_2(V) + J_p(V) - J_L. \quad (6.32)$$

In diesem Modell wird ein Strom mit negativem Vorzeichen konventionell als von der Zelle erzeugter Strom definiert. Ein negativer Wert des Produkts $P = VI$ ist dementsprechend als erzeugte Leistung zu verstehen, eine positive Leistung als verbrauchte Leistung. Die drei in dem Modell integrierten Verluststromdichten können spannungsabhängig beschrieben werden. Setzt man die Terme in Gl. 6.32 ein, erhält man:

$$J(V) = J_{01} \left(e^{\frac{q(V-JR_s)}{n_1 k_B T}} - 1 \right) + J_{02} \left(e^{\frac{q(V-JR_s)}{n_2 k_B T}} - 1 \right) + \frac{V - JR_s}{R_p} - J_L, \quad (6.33)$$

mit der Elementarladung q , der Boltzmann-Konstante k_B und der Zelltemperatur T . Die erste Diode im Ersatzschaltbild des 2-Dioden-Modells mit der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} und dem Idealitätsfaktor n_1 beschreibt die Rekombination im Basis- und Emittervolumen der Zelle ($J_1 = J_n + J_p$, vergl. Gl. 6.27). Die zweite Diode mit der Sperrsättigungsstromdichte J_{02} und dem Idealitätsfaktor n_2 die Rekombinationsverluste in der Raumladungszone der Zelle. Theoretischen Überlegungen zur Folge weisen die Idealitätsfaktoren die Werte $n_1 = 1$ und $n_2 = 2$ auf. Der Serienwiderstand der Zelle R_s wird in dem Modell als globaler Widerstand berücksichtigt, der zu allen Rekombinationspfaden in Serie geschaltet ist und alle in der Zelle auftretenden Serienwiderstände flächengewichtet zusammenfasst. Ähnlich verhält es sich auch mit dem Parallelwiderstand in dem Modell. Er wird durch interne lokale Kurzschlüsse reduziert und stellt somit einen parasitären Stromfluss innerhalb der Zelle dar. Im Gegensatz zum Serienwiderstand ist für den Wirkungsgrad einer Solarzelle folglich ein großer Parallelwiderstand von Vorteil.

In Abbildung 6.4 a) sind die Hell- und Dunkel-Strom-Spannungs-Kennlinien einer Solarzelle nach dem 2-Dioden-Modell (Gl.6.33) exemplarisch dargestellt (Parameter s. Abb. b)). Die Hellkennlinie entspricht hierbei der Summe aus dem Diodenstrom der Zelle ($J_1 + J_2 + J_p$, Dunkelkennlinie) und dem Photostrom J_L (Superpositionsprinzip). Unter Vernachlässigung der Verluststromdichte unter Kurzschlussbedingungen ($V = 0$) gilt $J_L \approx J_{sc}$. Somit ist die Hellkennlinie im Vergleich zur Dunkelkennlinie um den Betrag von J_{sc} auf der J -Achse verschoben, enthält jedoch die selben Informationen z.B. zu den Sperrsättigungsstromdichten oder dem Parallelwiderstand. Anders ausgedrückt, beschreibt die Dunkelkennlinie die spannungsabhängige Verluststromdichte in einer beleuchteten Diode (Solarzelle). In Abbildung 6.4 b) ist die um J_{sc} verschobene Hellkennlinie, bzw. die Dunkelkennlinie der modellierten Zelle semilogarithmisch dargestellt. Zusätzlich sind die spannungsabhängigen Verluststromdichten J_1 , J_2 und J_p , aus welchen sich die Gesamtstromdichte $J(V)$ zusammensetzt, separat eingetragen. Anhand dieser Darstellung wird deutlich, in welchem Spannungsbereich die Zelle von welchem Verlustmechanismus dominiert wird. Zwar können reale Solarzellen ein Kennlinienverhalten aufweisen, das nicht 100%ig mit dem 2-Dioden-Modell beschreibbar ist, und das Superpositionsprinzip ist nur näherungsweise für reale Solarzellen gültig. Dennoch kann der Vergleich der Kennlinien

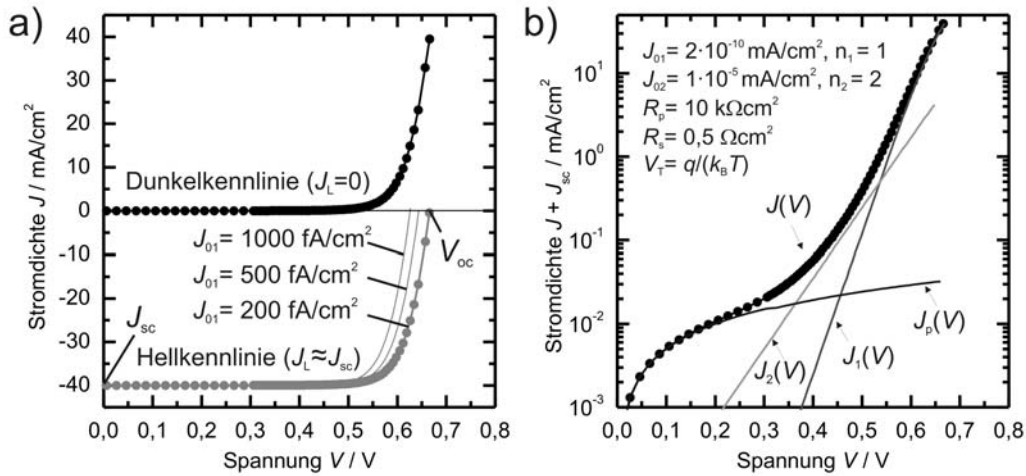


Abbildung 6.4: a) Nach dem 2-Dioden-Modell berechnete Dunkel- und Hellkennlinie einer Solarzelle (Gl. 6.33, Parameter s. b)). Der Einfluss der Sperrsättigungsstromdichte J_{01} auf den Verlauf der Hellkennlinie ist dargestellt. b) Semilogarithmische Auftragung der um J_{sc} verschobenen Hellkennlinie, die dem 2-Dioden-Modell entsprechend identisch zur Dunkelkennlinie ist. Zusätzlich sind die einzelnen Verluststromdichten J_1 , J_2 und J_p , aus welchen sich die Kennlinie zusammensetzt, graphisch dargestellt.

mit dem vereinfachenden 2-Dioden-Modell qualitative Anhaltspunkte für die Interpretation von Kennlinien geben. Zu Berücksichtigen ist dabei, dass insbesondere der J_{02} -Beitrag sich auch durch injektionsabhängige Rekombination im Emitter- oder Basisvolumen oder deren Oberflächen ergeben kann.

In Abbildung 6.4 a) ist am Beispiel der berechneten Hellkennlinie der Einfluss des Parameters J_{01} auf die offene Klemmenspannung V_{oc} graphisch dargestellt. Im Spannungsbereich > 600 mV ist die Zellkennlinie in der Regel durch die Stromdichte J_1 , d.h. durch Rekombination im Basis- und Emittervolumen und deren Oberflächen dominiert (s. Abb. 6.4 b)). Für V_{oc} -Betrachtungen können demnach die Beiträge der Rekombination in der Raumladungszone so wie der Parallelwiderstand vernachlässigt werden. Auch der Serienwiderstand R_s hat unter V_{oc} -Bedingungen keinen Einfluss auf die Kennlinie, da kein Strom in den äußeren Stromkreis fließt. Die Photostromdichte J_L ist keine unmittelbar zugängliche Größe. Näherungsweise gilt jedoch $J_L \approx J_{sc}$. Zudem gilt $J(V_{oc}) = 0$. Aufgrund dieser Randbedingungen kann Gleichung 6.33 für die Bestimmung von V_{oc} wie folgt umgeschrieben werden:

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{sc}}{J_{01}} + 1 \right). \quad (6.34)$$

Aus diesem Zusammenhang wird deutlich, dass die offene Klemmenspannung eine Funktion der Sättigungsstromdichte $J_{01} = J_{0b} + J_{0e}$ ist, die sich aus den Sättigungsstromdichten der Zellbasis J_{0b} (s. Kap. 2.4.2) und des Emitters J_{0e} (s. Kap. 6.4.4) zusammensetzt. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird J_{01} vereinfacht J_0 genannt.

6.5.2 Bestimmung lokaler J_{0e} -Werte in laserbearbeiteten Emitterbereichen

Die Ablation auf dünnen Emitterschichten stellt hinsichtlich der induzierten Schädigung andere Anforderungen an den Laserprozess als die Ablation auf Basisoberflächen. Der empfindliche p - n -Übergang befindet sich bei einer Ablation von Emittergebieten in nur wenigen hundert Nanometern Tiefe unterhalb der bestrahlten Si-Oberfläche. Diese Tiefe wird auch *Übergangstiefe* z_j genannt. Da die Elektronenkonzentration in diesem Übergang gleich der Löcherkonzentration ist ($n(z_j) = p(z_j)$), ist die SRH-Rekombination in diesem Bereich anders als im Emitter- oder Basisvolumen nicht durch die jeweils verfügbare Minoritätsladungsträgerdichte limitiert. Somit ist der limitierende Faktor für die SRH-Rekombination im p - n -Übergang und der den Übergang umgebenden Raumladungszone die Defektdichte N_t (s. Gl. 2.4). Das bedeutet, dass die SRH-Rekombinationsrate U_{SRH} bei homogener Defektkonzentration im p - n -Übergang maximal wird. Für eine Solarzelle bedeuten Kristalldefekte im Emittervolumen ein hohes J_{0e} , d.h. ein hohes J_{01} und somit eine geringe offenen Klemmenspannung. Defekte im p - n -Übergang und der Raumladungszone hingegen resultieren in ein hohes J_{02} , was mit einer Reduzierung des Füllfaktors einhergeht (s. Kap. 6.5.1). Zusätzlich ist zu beachten, dass ein Abtrag der dünnen Emitterschicht durch den Laserprozess in einer Solarzelle zu geringen Parallelwiderständen und somit zu einem wirkungsgradlimitierenden Kurzschluss führen kann. Sowohl Kristallschädigungen in der RLZ als auch geringe Parallelwiderstände können mittels einer J_{0e} -Analyse nicht detektiert werden. Diese Verluste wurden in dieser Arbeit separat durch die Analyse von J - V -Kennlinien laserbearbeiteter Dioden (Kap. 5.3) untersucht. Mittels der vorgestellten Lebensdauerproben werden lokale $J_{0e,abl}$ -Werte in den laserbearbeiteten Bereichen bestimmt. Diese charakterisieren die Kristallschädigung an der Waferoberfläche und im Emittervolumen und werden in dieser Arbeit in der Detailanalyse als Vergleichsgröße und als physikalischer Parameter zur elektrischen Beschreibung der Laserkontaktöffnungen in der in Kap. 6.6 beschriebenen Zellsimulationen verwendet.

Um die lokalen $J_{0e,abl}$ -Werte zu erhalten, wurden zunächst entsprechend Kapitel 6.4.4 effektive Emittersättigungsstromdichten $J_{0e,eff}$ laserablattierter Lebensdauerproben extrahiert. Die weitere Auswertung der Messergebnisse hat zum Ziel, aus den $J_{0e,eff}$ -Werten, die sich aus den Rekombinationseigenschaften der passivierten ($J_{0e,pass}$) und der laserbearbeiteten ($J_{0e,abl}$) Emitterbereiche zusammensetzen, die Werte der laserablattierten Bereiche zu separieren.

Für die Bestimmung der $J_{0e,abl}$ -Werte aus der globalen Messgröße $J_{0e,eff}$, muss der dreidimensionale Ladungsträgertransport während der Vermessung der Lebensdauerproben berücksichtigt werden. Geht man von einer Äquipotentialfläche am Rand der Raumladungszone in der Basis aus, liegt eine homogene Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus über der Raumladungszone vor. Da die Dicke der leitenden Emitterschicht (W_e) typischerweise $\leq 1 \mu\text{m}$, die Laserpostdurchmesser $D \approx 30 \mu\text{m}$ betragen und die Spots mit einem Abstand $L_p > 1 \mu\text{m}$ auf der Probe angeordnet wurden, gilt für die beidseitig diffundierten Lebensdauerproben: $L_p, D \gg W_e$ (large scale case).

Laterale Majoritätenströme im Emitter und der Basis können somit vernachlässigt werden. In diesem Fall kann die Emitterrekombination durch zwei parallel geschaltete Probenbereiche beschrieben werden, die mit derselben Spannung vorgespannt sind. Die effektive (Gesamt-)Emittersättigungsstromdichte ergibt sich daher aus der Summe der flächengewichteten Sättigungsstromdichten der beiden Dioden zu

$$J_{0e,eff} = f J_{0e,abl} + (1 - f) J_{0e,pass} . \quad (6.35)$$

Die Größe f stellt den Anteil der ablatierten Fläche dar. Wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben, wurden die $J_{0e,pass}$ -Werte des Emitters jeder einzelnen Probe im vollständig passivierten Zustand vor dem Laserablationsprozess bestimmt. Somit kann die Emittersättigungsstromdichte in den laserbearbeiteten Bereichen $J_{0e,abl}$ aus der vor der Laserablation bestimmten Sättigungsstromdichte $J_{0e,pass}$ und dem nach der Ablation bestimmten $J_{0e,eff}$ durch Umstellen von Gleichung 6.35 bestimmt werden.

6.5.3 Bestimmung lokaler S -Werte in laserbearbeiteten Basisoberflächen

Die Anforderung weniger laserinduzierter Defekte in der Tiefe des p - n -Übergangs z_j , wie sie an die SiO_2 -Ablation auf dünnen Emitterschichten zu stellen ist, muss bei der Ablation auf Basisgebieten nicht berücksichtigt werden. Aber auch bei dieser Anwendung reagieren Solarzellen empfindlich auf Kristalldefekte. Im Gegensatz zum Emittervolumen werden Defekte im oberflächennahen Basisvolumen ohne zusätzliche *Back Surface Field*-Diffusion nicht durch eine Bandverbiegung von den Basisminoritäten abgeschirmt. Die Kristalldefekte bilden somit eine effektive Senke für die Minoritätsladungsträger, deren Transport dorthin ausschließlich von ihrer Diffusionslänge und der Transportrate limitiert ist. Eine erhöhte Rekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} an geschädigten Basisoberflächen reduziert die effektive Diffusionslänge als auch die Einsammellänge der Ladungsträger in der Solarzelle (s. Gl. 2.15) und führt somit neben dem Spannungsverlust auch zu einem Verlust der Kurzschlussstromdichte. Zudem können die laserinduzierten Kristalldefekte spannungsabhängiges Verhalten aufweisen und somit eine Verzerrung der Strom-Spannungskennlinie und eine Reduzierung des Füllfaktors verursachen. Die Beeinflussung von Zellparametern durch Kristalldefekte in Basispunktkontaktöffnungen wurde in dieser Arbeit an PERC-Solarzellen untersucht (s. Kap. 5.3). Zur Detailcharakterisierung der Laserschädigung auf Basisoberflächen wurden anhand von Lebensdauerproben die lokalen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{abl} in den laserbearbeiteten Bereichen ausgewertet. Diese Betrachtung ermöglicht den direkten Vergleich verschiedener Kontaktöffnungstechnologien hinsichtlich der resultierenden Oberflächenrekombination ohne Einfluss der Geometrie, wie er in Kap. 2.4.2 diskutiert wurde. Dabei entsprechen die S_{abl} -Werte im Wesentlichen dem in Gleichung 2.17 eingeführten S_{met} -Wert. Die Unterscheidung in der Bezeichnung des Wertes rührt daher, dass in dieser Arbeit die Rekombination in den geöffneten Oberflächenbereichen im nicht-metallisierten Zustand untersucht wird. Das Einbringen von Kristallschäden

etwa durch Laserstrahlung erhöht die Rekombinationsrate an der behandelten Oberfläche und somit die lokale ORG. Des Weiteren wurden diese Werte zur elektrischen Beschreibung der lokalen Basiskontakte in den Zellsimulationen in Kap. 9 verwendet.

Die S_{abl} -Werte sind jedoch keine unmittelbar mess- oder bestimmbare Größe. Im Gegensatz zu Proben mit einseitigen Emitter, wie sie in Kap. 2.4.2 und 6.5.2 beschrieben sind, gibt es für symmetrisch prozessierte Teststrukturen keine analytische Formel zur Beschreibung von punktiert perforierten Oberflächenpassivierungen. Daher ist man für die Auswertung dieser Proben auf numerische 3D-Simulation angewiesen. Als Messgröße für diese Untersuchung wurde die injektionsabhängige effektive Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{\text{eff}}(\Delta n)$ verwendet, die mittels der QSSPC- und IR-SSPC-Messmethode (s. Kap. 6.4.1, 6.4.2) an symmetrisch prozessierten, oxidierten Teststrukturen (s. Kap. 5.2.2) mit lokalen Kontaktöffnungen und deren vollständig passivierten Referenzbereichen ermittelt wurden. Jede Lebensdauerprobe lag in fünf verschiedenen Waferdicken W vor. Alle 5 identisch prozessierten Proben weisen die selbe unbekannte Volumenlebensdauer $\tau_{\text{vol}}(\Delta n)$ und effektiven Gesamtoberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $S_{\text{eff}}(\Delta n)$ auf. Für die Bestimmung von $S_{\text{eff}}(\Delta n)$ aus den gemessenen Lebensdauerkurven werden die inversen effektiven Lebensdauern $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}(\Delta n)}$ bestimmter Injektionsniveaus Δn über die inverse Waferdicke $\frac{1}{W}$ aufgetragen. In Abbildung 6.5 ist das Beispiel einer Probenserie gezeigt, die auf 4% beider Waferseiten mittels ps-Laserablation geöffnet wurde. Jedes Symbol in dem Graphen repräsentiert die Lebensdauerdaten eines Injektionsniveaus im Bereich von $1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (siehe Legende). Bei der Auswahl der Injektionsbereiche wurde darauf geachtet, dass ausschließlich der Injektionsbereich der effektiven Lebensdauern τ_{eff} verwendet wurde, der nicht durch Messartefakte (z.B. Trappingeffekte) beeinflusst wird. Die exemplarisch eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Abschätzung des größten Messfehlers bei der Bestimmung der Lebensdauer mittels der QSSPC-Methode von McIntosh und Sinton von $\approx \pm 10\%$ [143]. Die Lebensdauerdaten können mittels Gleichung 2.13 beschrieben und die unbekanntes Größen $\tau_{\text{vol}}(\Delta n)$ und $S_{\text{eff}}(\Delta n)$ durch eine Parameteranpassung bestimmt werden.

In Abb. 6.5 ist die Funktion von Gleichung 2.13 dargestellt, die mit dem Parametersatz $\tau_{\text{vol}} = 190 \mu\text{s}$ und $S_{\text{eff}} = 429 \text{ cm/s}$ den Datensatzes für das Injektionsniveau von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ optimal beschreibt (Linie). Auf diese Weise können die Werte alle 6 Niveaus dieser Probenserie auch für die Öffnungsanteile $f = 0, 1$ und 10% und der anderen Gruppen A und C bestimmt werden und die τ_{vol} - und $S_{\text{eff/pass}}$ -Werte als Funktion des Injektionsniveaus Δn aufgetragen werden.

Um die geometrieunabhängige physikalische Größe der lokalen ORG in den Kontaktöffnungen S_{abl} für die laserbearbeiteten und die nasschemisch geätzten Öffnungen aus den S_{eff} -Werten zu bestimmen, wurden in dieser Arbeit 3-dimensionale Finite-Elemente-Halbleitersimulationen mittels des Simulationsprogramms *Sentaurus* durchgeführt. Das Programm löst die vollständig gekoppelten Halbleitergleichungen für das simulierte Bauteil. Als Randbedingungen für das Lösen der Gleichungen müssen die Geometrie, das Generationsprofil und die Rekombinationseigenschaften des Volumens und der Oberflächen des Bauteils vorgegeben werden.

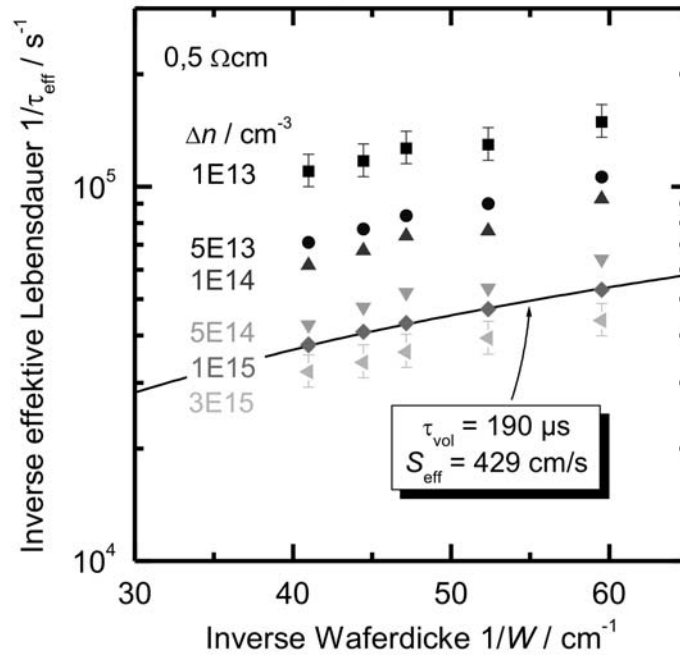


Abbildung 6.5: Inverse gemessene effektive Lebensdauern $\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}$ diskreter Injektionsniveaus Δn von Lebensdauer-teststrukturen aufgetragen über die inverse Waferdicke $\frac{1}{W}$. Die Wafer ($0,5 \Omega\text{cm}$) sind beidseitig mit SiO_2 passiviert und wurden mittels ps-Laser (532 nm) auf 4% des Flächenanteils ablatiert (Gruppe B, 4%). Aus der Parameteranpassung zur Beschreibung der Daten mittels Gleichung 2.13 (Linie) lassen sich die Volumenlebensdauern $\tau_{\text{vol}}(\Delta n)$ und die globalen effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $S_{\text{eff}}(\Delta n)$ der Proben bestimmen.

Als Ausgabeparameter liefert das Programm ortsabhängig wichtige physikalische Größen, wie z.B. die Ladungsträgerdichteverteilung. Für die Bestimmung der lokalen Rekombinationsparameter in den laserbearbeiteten Oberflächen der Lebensdauerproben wird die Ladungsträgerdichteverteilung einer Vierteleinheitszelle der experimentellen Proben simuliert (Simulationsgeometrie s. Abb. 8.19). Anhand dieser Ladungsträgerverteilung können die effektiven Lebensdauern und die effektiven ORG des simulierten Bauteils analog zur experimentellen Vorgehensweise bestimmt werden. Während die injektionsabhängige Volumenlebensdauer und die ORG in den passivierten Bereichen der lokal geöffneten Proben aus den oben beschriebenen experimentellen Untersuchungen bekannt sind, werden die lokalen ORG in den geöffneten Bereichen S_{abl} in den Simulationen angepasst, so dass sich rechnerisch die experimentell ermittelten S_{eff} -Werte ergeben. Alle Versuchsergebnisse und die genauen Simulationsparameter sind in Kapitel 8.6 dargestellt.

6.6 2D-Bauteilsimulation der RISE-EWT-Solarzelle

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 2-dimensionale Bauteilsimulationen durchgeführt, um die Auswirkungen der SiO_2 -Rückseitenpassivierung und des Laserablationsprozesses auf die RISE-EWT-Solarzelle zu untersuchen. Für diese Simulationen wurde die Finite-Elemente (FEM)-Software *COMSOL Multiphysics* eingesetzt. Der 2-dimensionale Simulationsbereich entspricht dem Querschnitt einer halben RISE-EWT Einheitszelle (s. Abb. 6.6). In die Simulationssoftware wurde das sog. CoBo-Modell (*Conductive Boundaries*) [144] integriert. Dieses Modell berücksichtigt diffundierte Bereiche der Einheitszelle als leitende und rekombinationsaktive Oberflächen. Bandverbiegungen und Raumladungszonen werden in dem Modell nicht berücksichtigt, so dass auch die Rekombination in der Raumladungszone vernachlässigt wird. Dieses vereinfachte Modell hat einen geringeren Rechenaufwand als Modelle mit räumlich simulierten Emittern und deren Raumladungszone zur Folge und verwendet charakteristische Parameter, die experimentell gut zugänglich sind. Die Simulationssoftware löst unter den gegebenen Randbedingungen der ortsabhängigen Rekombinations- und Generationsraten drei miteinander gekoppelte Differentialgleichungen. Alle wichtigen physikalischen Größen, wie die Lage der Quasi-Ferminiveaus

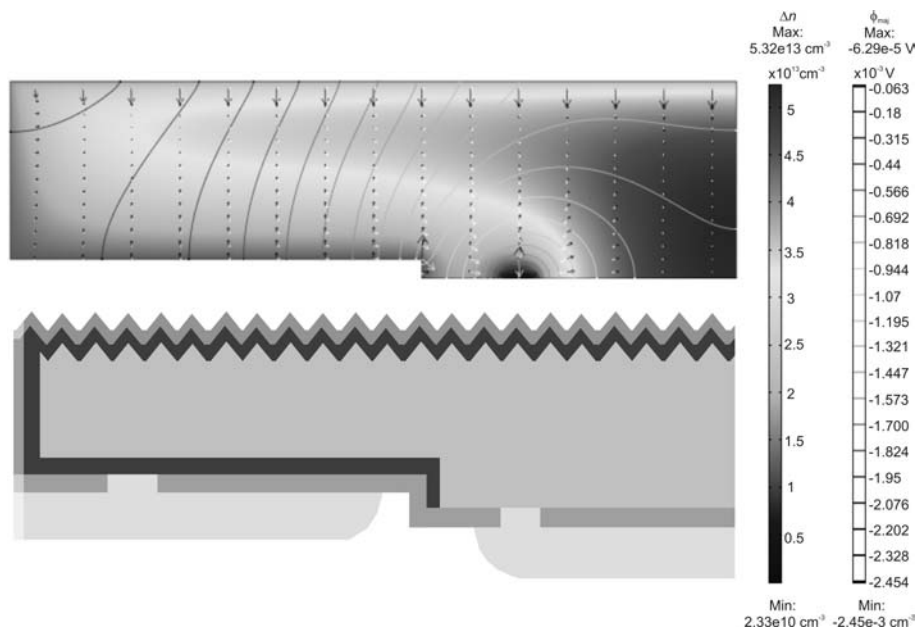


Abbildung 6.6: Geometrie der in der FEM-Software *COMSOL Multiphysics* simulierten halben RISE-EWT-Einheitszelle (Simulation oben, schematische Darstellung: unten). Das Programm löst gekoppelte Differentialgleichungen zur Bestimmung aller relevanten Größen, wie z.B. der Minoritätsträgerdichten (Farbkontraste), des Quasi-Ferminiveaus der Majoritäten (Konturen) oder der in der Zelle fließenden Stromdichten (weiße Pfeile: Majoritäten, schwarze Pfeile: Minoritäten).

Niveaus, die Stromdichten von Löchern und Elektronen und die Ladungsträgerdichten können orts aufgelöst und als Funktion der Potentialdifferenz (Spannung zwischen den Zellkontakten) dargestellt werden. Die Randbedingungen für die Bauteilsimulation enthalten experimentell ermittelte Daten. Diese wurden explizit für die Prozesssequenz der RISE-EWT-Solarzelle bestimmt. Das betrifft neben den J_{0e} - und R_{sheet} -Werten der unterschiedlichen Emitterbereiche und den S_{n0} -, S_{p0} -Parametern der Basisoberfläche auch das Generationsprofil zur Anregung der Ladungsträger. In der Simulation wurden vier Bereiche mit jeweils lateral konstantem Generationsprofil angenommen. Das liegt in den unterschiedlichen Rückseitenreflexion der vier Zellabschnitte begründet, die unterschiedliche Generationsraten zur Folge haben (s. Kap. 9.1). Diese Vorgehensweise ist eine Näherung, da die auf der Rückseite reflektierten Lichtstrahlen in der Realität aufgrund des Reflexionswinkels verschiedene laterale Bereiche durchlaufen können, so dass sich die Generationsrate tatsächlich kontinuierlich ändert. Sie ermöglicht es jedoch, den Einfluss eines ganzflächigen effektiven Rückseitenspiegels im Vergleich zu einem nur halbflächigen Rückseitenspiegel auf die Gesamtstromdichte abzuschätzen. Die Simulationen zu den Auswirkungen der laserinduzierten Schädigung durch die SiO_2 -Ablation auf die EWT-Zelle enthalten ebenfalls experimentelle Ergebnisse dieser Arbeit: Hier gehen die elektrischen Eigenschaften der laserbearbeiteter Emitter- und Basisoberflächen ein.

Kapitel 7

Evaluierung geeigneter Strahlquellen für die SiO₂-Laserablation

Die Evaluierung geeigneter Laserstrahlparameter für den Prozess der SiO₂-Laserstrahlablation auf Emitter- und Basisgebieten erfolgt in dieser Arbeit anhand einfacher Diodenstrukturen und PERC-Solarzellen. Die Herstellung und der Aufbau dieser Bauteile ist in Kapitel 5.3 beschrieben.

7.1 *J-V*-Kennlinien von Dioden mit Laserkontaktöffnungen auf dem Emittergebiet

Einfluss verschiedener Strahlquellen

Die Bewertung der Eignung verschiedener Strahlquellen für diesen Ablationsprozess erfolgt anhand von Dunkel-*J-V*-Kennlinien von laserbearbeiteten Dioden. Die Referenzkennlinie für ein Bauteil ohne jegliche laserinduzierte Schädigung wird an einer Diode mit nasschemisch geätzten Emitterkontaktöffnungen vermessen. Die gemessenen Kennlinien aller Dioden sind in Abbildung 7.1 dargestellt und sind jeweils mit der verwendeten Strahlquelle und dem geöffneten Flächenanteil f im Graph beschriftet. Da der Flächenanteil zwischen 9% und 34% bei den laserablatierten Dioden variiert und im Fall der HF-Referenzprobe (schwarze Quadratsymbole) sogar 100% der Diodenfläche beträgt, können die Kennlinien in erster Linie qualitativ miteinander verglichen werden. Im Spannungsbereich < 500 mV ist die Kennlinie der Referenz jedoch nicht durch die Rekombination an der zu 100% unpassivierten Emitteroberfläche dominiert (s. Abb. 6.4 b), J_1). In diesem Bereich repräsentiert die Referenzkennlinie zuverlässig eine Kennlinie ohne laserinduzierte Defekte in der Raumladungszone (J_2) oder Einflüsse durch Kurzschlüsse (J_p). Das Abweichen laserbearbeiteter Kennlinien zu der Referenz in diesem Spannungsbereich kann somit eindeutig den entsprechenden Verluststrompfaden zugeordnet werden. Die Detailanalyse der laserinduzierten Verluste in bestrahlten Phosphor-Emittern (J_1) erfolgt unter Berücksichtigung der jeweils geöffneten Flächenanteile separat in Kapitel 8.5. Demzufolge können folgende Aussagen zu der Auswirkung der verschiedenen Strahl-

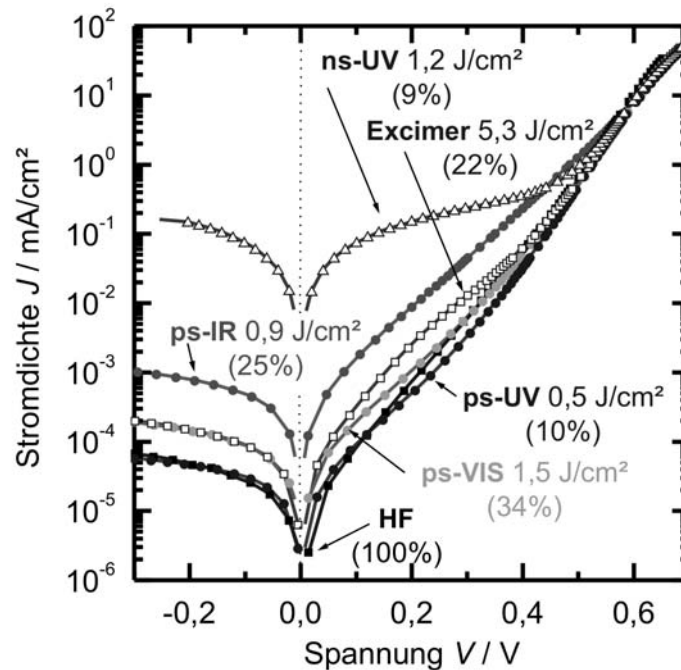


Abbildung 7.1: Diodenkennlinien nach SiO₂-Laserstrahlablation zur Herstellung von lokalen Emitterkontaktöffnungen mittels unterschiedlicher Laserstrahlquellen im Vergleich zu nasschemisch geätzten Kontaktöffnungen.

quellen auf das elektrische Verhalten der Dioden getroffen werden.

Die Kennlinie der mit dem UV-ns-Laser bearbeiteten Diode (offene Dreiecksymbole) weist gegenüber der HF-Referenz eine deutlich erhöhte Stromdichte bei geringen Spannungen auf. Dieses J - V -Verhalten ist dem 2-Dioden-Modell entsprechend mit einem geringen Parallelwiderstand R_p ($1,5 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$), d.h. mit einem oder mehreren Kurzschlüssen in der Diode zu erklären (vergl. Abb. 6.4 b)). Diese werden durch eine starke Reduzierung oder einer stellenweise vollständigen Ablation der dünnen Emitterschicht durch den Ablationsprozess hervorgerufen. Bei Spannungen von $\approx 500 \text{ mV}$ weist die Kennlinie jedoch kein auffälliges Verhalten im Vergleich zur Referenzkennlinie auf. Signifikant erhöhte Rekombination durch laserinduzierte Defekte in der Raumladungszone kann somit für die ns-Laserablation nicht nachgewiesen werden (vergl. TEM-Aufnahmen in Abb. 8.11).

Auch die Kennlinie der Diode, die mit der IR-Wellenlänge 1064 nm des ps-Lasers bearbeitet wurde (rote Kreissymbole) verhält sich auffällig im Vergleich zur HF-Referenz. Anders als die zuvor diskutierte ns-Kennlinie, zeigt sie trotz deutlich größerem Flächenanteil kein Kurzschlussverhalten. Sie weist hingegen über den gesamten Spannungsbereich einen erhöhten Stromfluss auf, mit einer konstanten Steigung der semilogarithmisch geplotteten Kennlinie. Dem 2-Dioden-Modell entsprechend weisen Kennlinien mit einer Steigung, die dem Idealitätsfaktor $n = 2$ entspricht, auf erhöhte Rekombination in der Raumladungszone hin (s. Kap. 6.5.1). Die Steigung

der IR-ps-Kennlinie in Abb. 7.1 entspricht jedoch einem Idealitätsfaktor von $n \approx 2,2$, welcher nicht durch klassische SRH-Rekombination mit nur einem Defektniveau (Kap. 2.3.1) beschrieben werden kann. Möglicherweise ergibt sich dieses Rekombinationsverhalten aus der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Defektniveaus in der Raumladungszone. Aber auch andere Effekte, wie das sog. *Trap-assisted Tunneling*, werden auf eine hohe Anzahl von Defekten in der Raumladungszone zurückgeführt und können zu Idealitätsfaktoren > 2 führen [145]. Fakt ist, dass dieser hohe Idealitätsfaktor in einer Solarzelle zu einer empfindlichen Beeinträchtigung des Füllfaktors und somit des Wirkungsgrades führt. Die Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm des ps-Lasers führt demnach während der Ablation nicht zu einem Abtrag der dünnen Emitter-schicht, induziert aber aufgrund der großen optischen Eindringtiefe (s. Abb. 2.4) Kristalldefekte in der Tiefe des p - n -Übergangs von $z_j = 1$ μm .

Auch die Kennlinie der Excimerlaser-bearbeiteten Diode (offene Quadratsymbole) weist eine erhöhte Stromdichte im mittleren Spannungsbereich auf. Dieses Verhalten der Kennlinien kann ebenfalls nicht mit dem 2-Dioden-Modell beschrieben werden. Möglicherweise sind für dieses Verhalten Kristalldefekte verantwortlich, die ein injektionsabhängiges Rekombinationsverhalten aufweisen. Trotz vergleichbarem geöffneten Flächenanteil ist die Stromdichte der Excimer-Diode jedoch deutlich geringer als die der IR-ps-Laser-Diode. Des Weiteren entspricht die Kennlinie bei ≈ 500 mV dem Verlauf der Referenz. Der Füllfaktor einer Solarzelle würde somit durch diese Ablation nicht beeinflusst. Anders als die gaussförmige ns-Laserstrahlung scheint die Flat-Top-Charakteristik des Excimerlasers zudem zu keinem Kurzschluss in der Diode zu führen.

Ebenso verhält es sich mit der Kennlinie der mittels frequenzverdoppelter ps-Laserstrahlung (VIS, 532 nm) bearbeiteten Diode (grüne Kreissymbole).

Die Ablation mittels frequenzverdreifachter UV-Strahlung des ps-Lasers (blaue Kreissymbole) resultiert in eine Kennlinie, die sich nicht von der nasschemisch behandelten Probe unterscheidet. Laserinduzierte Defekte in der Raumladungszone oder Kurzschlüsse sind in dieser Diode nicht vorhanden.

Aus diesen Ergebnissen ist zu schließen, dass die Strahlung eines frequenzkonvertierten ps-Lasers als auch eines Excimerlasers potentiell geeignet für den Ablationsprozess auf Emitteroberflächen ist. Aufgrund der mangelnden Flexibilität bezüglich der Strahlführung, den geringen derzeit realisierten Repetitionsraten sowie den vergleichsweise hohen Betriebskosten von Excimerlasern erweist sich der Pikosekundenlaser als die geeignetere Strahlquelle für einen industriell umsetzbaren Prozess. Ebenfalls aus prozesstechnischen Gründen, wie längeren Standzeiten der Optiken, einer besseren Prozessenergieeffizienz sowie einer weniger sensibel von der SiO_2 -Schichtdicke abhängigen Reflexion der eingestrahlten Leistung (s. Abb. 5.5 b)) ist im Fall des ps-Lasers die VIS-Wellenlänge (532 nm) der UV-Wellenlänge (355 nm) vorzuziehen. Die folgenden mehr ins Detail gehenden Untersuchungen wurden daher ausschließlich mit dem ps-Laser der Wellenlänge 532 nm durchgeführt.

Einfluss der Pulsenergie

Während die Dioden zu den Kennlinien in Abb. 7.1 mit einer experimentell er-

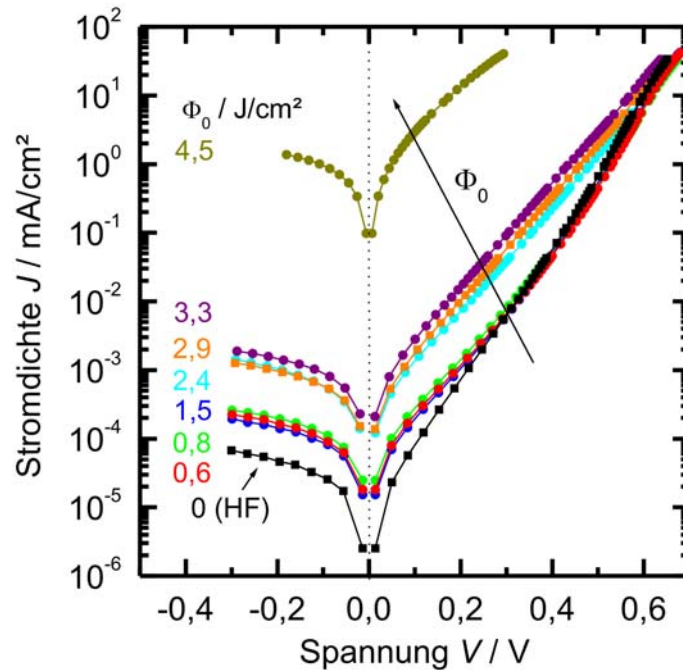


Abbildung 7.2: Diodenkennlinien nach SiO₂-Laserstrahlablation zur Herstellung von lokalen Emittterkontaktöffnungen mittels ps-Laser ($\lambda = 532$ nm) in Abhängigkeit der angewendeten Maximalfluens Φ_0 .

mittelten Laserfluens jeweils nahe der Ablationsschwelle bearbeitet wurden, ist in Abbildung 7.2 die Abhängigkeit des Diodenverhaltens von der Pulsenergie, d.h. von der Maximalfluens Φ_0 , für den Ablationsprozess mittels VIS-ps-Laser dargestellt. Deutlich ist eine Abhängigkeit der Stromdichte von der verwendeten Pulsenergie zu beobachten. In einem Prozessfenster von 0,6 - 1,5 J/cm² ist das in Abb. 7.1 gezeigte günstige Verhalten der Kennlinie zu beobachten. Bei einem weiteren Anstieg der Energiedichte auf 2,4 - 3,3 J/cm² weisen die Kennlinien mit einem Idealitätsfaktor $n \approx 2,2$, wie bereits diskutiert, das Verhalten einer Diode mit Schädigungen in der Raumladungszone auf. Ab einer Maximalfluens von 4,5 J/cm² ist ein deutlicher Anstieg der Stromdichte zu erkennen, was einen erheblichen Wirkungsgradverlust in einer Solarzelle hervorrufen würde.

Einfluss der Emittertiefe

Neben der Wahl der Strahlquelle und der Pulsenergie ist auch die Tiefe des Emitters, d.h. die Tiefe des p - n -Übergangs z_j der laserbearbeiteten Diode oder Solarzelle ein wichtiger Parameter bei dem Ablationsprozess auf Emitttergebiet. In Abbildung 7.3 sind die Kennlinien von identisch laserbearbeiteten Dioden (ps-Laser, 532 nm) mit einem 1 μ m tiefen 45 Ω /sq-Emitter (gefüllte Symbole) und einem 0,6 μ m tiefen 100 Ω /sq-Emitter (offenen Symbole) für verschiedene Maximalfluens Φ_0 dargestellt.

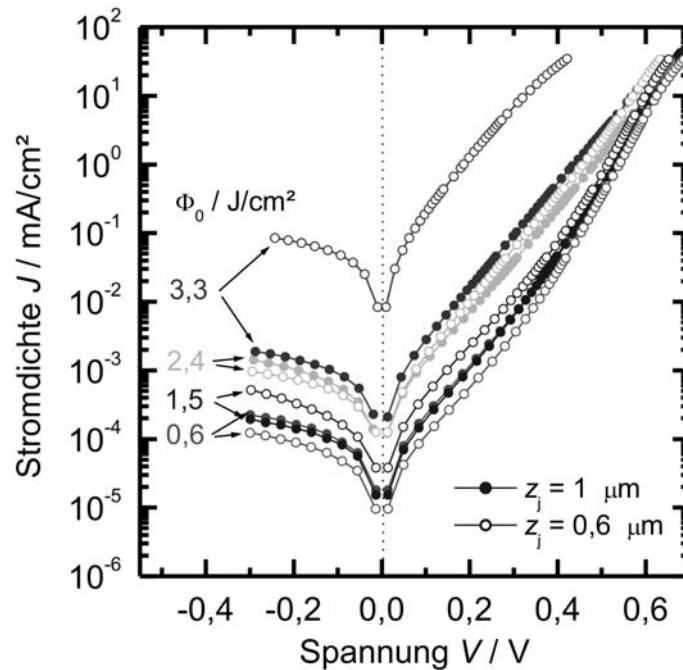


Abbildung 7.3: Diodenkennlinien nach SiO_2 -Laserstrahlablation zur Herstellung von lokalen Emittterkontaktöffnungen mittels ps-Laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) in Abhängigkeit der Maximalfluenz Φ_0 für einen Emittter mit der Tiefe $z_j = 1 \mu\text{m}$ im Vergleich zu einem Emittter mit der Tiefe von $0,6 \mu\text{m}$.

Dem Graphen ist zu entnehmen, dass sich die laserbearbeiteten Dioden mit den unterschiedlich tiefen Emitttern bis zu einer Maximalfluenz von $2,4 \text{ J}/\text{cm}^2$ nahezu gleich verhalten. Ab einer Energiedichte von $3,3 \text{ J}/\text{cm}^2$ ist ein signifikanter Unterschied zu beobachten. Die Diode mit dem flachen Emittter weist über den gesamten Spannungsmessbereich eine deutlich höhere Stromdichte auf als die gleich behandelte Diode mit dem $1 \mu\text{m}$ tiefen Emittter. Das deutet darauf hin, dass die Tiefe der laserinduzierten Kristallschädigung mit der Pulsenergie korreliert und somit der flache p - n -Übergang des $100 \Omega/\text{sq}$ Emitters bei geringeren Pulsenergien signifikant beeinflusst wird als der des tieferen $45 \Omega/\text{sq}$ Emitters.

Abschätzung zum Wirkungsgradverlust

Dem Superpositionsprinzip entsprechend beschreibt die Dunkelkennlinie einer Diode die spannungsabhängige Verluststromdichte der Diode im Beleuchtungsfall. Somit lassen sich fiktive Hellkennlinien, d.h. Solarzellenkennlinien, aus den Dunkeldiodenkennlinien berechnen. Um eine Abschätzung zur Auswirkung der laserinduzierten Schädigung auf den Wirkungsgrad von Solarzellen geben zu können, wurde in dieser Arbeit die im Folgenden beschriebene Vorgehensweise gewählt. Die in den gezeigten Kennlinien (Abb. 7.2 und 7.3) enthaltenen Informationen zu den spannungsabhängigen

gen Verluststromdichten in den laserbearbeiteten Dioden wurden extrahiert und in ein Hocheffizienz solarzellenmodell integriert. Hierzu wurden Annahmen zu den Rekombinationseigenschaften der nicht laserbeeinflussten Basis und der passivierten Emitterbereiche der Dioden getroffen. Nach Gleichung 2.14 berechnet sich die Basissättigungsstromdichte J_{0b} einer 1,5 Ωcm Diode mit 1 ms Volumenlebensdauer und einer effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für die SiO₂-passivierte Oberfläche von 50 cm/s (vergl. Abb. 8.18 a)) zu 100 fA/cm². Aus Abbildung 8.1 a) kann für einen überoxidierten 45 Ω/sq -Emitter ein J_{0e} -Wert im passivierten Zustand von 60 fA/cm² und für einen 100 Ω/sq -Emitter von 35 fA/cm² entnommen werden. Zur Ermittlung der Verluststromdichte in den laserbearbeiteten Diodenbereichen können die aus der Basissättigungsstromdichte J_{0b} und aus der flächengewichteten Emittersättigungsstromdichte in den passivierten Emitterbereichen $(1-f) J_{0e,\text{pass}}$ resultierenden Verluststromdichten von der Gesamtstromdichte der Dioden J_{Diode} abgezogen werden. Hierfür muss der aus den Diodenkennlinien mittels 2-Dioden-Modell ermittelte Gesamtserienwiderstand der Dioden R_s berücksichtigt werden. Die resultierende Stromdifferenz kann dann auf den laserbearbeiteten Bereichen der Diode bezogen werden und beschreibt flächengewichtet die spannungsabhängige Verluststromdichte in den Laserkontaktöffnungen. Angelehnt an das 1-Dioden-Modell (s. Kap. 6.5.1) ergibt sich für die Kontaktverluststromdichte

$$J_{\text{Kont}}(V) = \frac{1}{f} \left[J_{\text{Diode}}(V) - (J_{0b} + (1-f) J_{0e,\text{pass}}) \left(e^{\frac{q(V - J_{\text{Diode}}(V)R_s)}{k_B T}} - 1 \right) \right], \quad (7.1)$$

mit dem laserbearbeiteten Flächenanteil der Dioden f . Dieser für jede Diodenkennlinie ermittelte spannungsabhängige Kontaktverluststrom kann nun dem 1-Dioden-Modell einer fiktiven Solarzelle als Verluststrompfad flächengewichtet hinzuaddiert werden. Für das Hocheffizienz solarzellenmodell wurden folgende Annahmen getroffen: $J_{\text{sc}} = 40 \text{ mA/cm}^2$, $R_s = 1 \Omega\text{cm}^2$, $J_{0b} + (1-f) J_{0e,\text{pass}} = J_0 = 150 \text{ fA/cm}^2$ und $f = 3\%$. Die J - V -Kennlinie dieser modellierten Solarzelle berechnet sich folglich zu

$$J_{\text{Zelle}}(V) = J_0 \left(e^{\frac{q(V - J_{\text{Zelle}}(V)R_s)}{k_B T}} - 1 \right) + f J_{\text{Kont}}(V) - J_{\text{sc}}. \quad (7.2)$$

Abhängig von den Laserparametern des Ablationsprozesses ergeben sich hieraus Wirkungsgrade für die modellierte Zelle. Die berechneten Wirkungsgrade für die SiO₂-Ablation (ps-Laser, 532 nm) auf dem 1 μm (grüne Symbole) und dem 0,6 μm tiefen Emitter (rote Symbole) sind in Abbildung 7.4 in Abhängigkeit der verwendeten Maximalfluenz Φ_0 dargestellt. Die aus den nasschemisch geöffneten Dioden resultierenden Wirkungsgrade von 21,17% bzw. 21,11% sind im Graph als Referenzlinie eingezeichnet. Hierzu ist anzumerken, dass die Rekombination in den passivierten Emitterbereichen im Modell für beide Emitter gleich gewählt wurde. Somit geben die Referenzlinien für nasschemisch geätzte Emitterkontaktöffnungen nicht das Wirkungsgradpotential des jeweiligen Emitters wieder und dürfen nicht miteinander verglichen werden. Sie bilden lediglich den Referenzpunkt für den Wirkungsgradverlust aufgrund der laserinduzierten Schädigung im entsprechenden Emitter.

Den Wirkungsgradkurven ist zu entnehmen, dass es im Fall von beiden Emittern

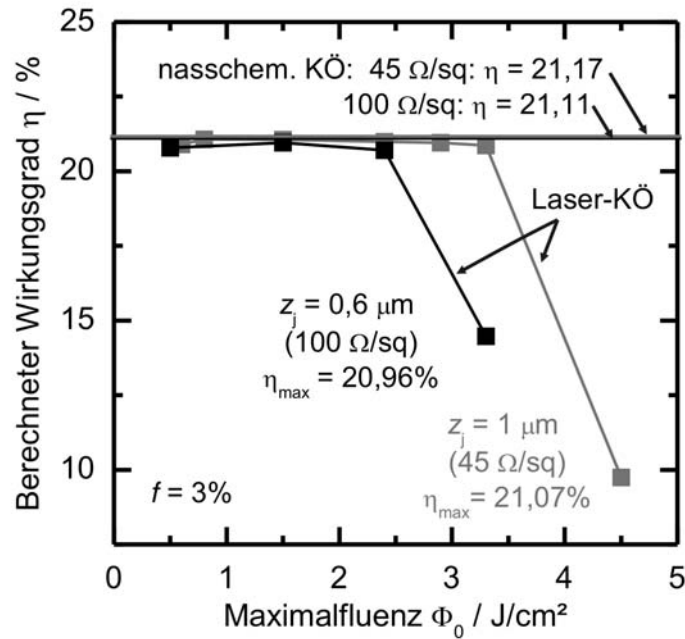


Abbildung 7.4: Aus gemessenen Diodenkennlinien nach Gl. 7.2 berechnete Wirkungsgrade η von laserbearbeiteten Solarzellen mit $f = 3\%$ Emitterkontaktöffnungen (KÖ) für einen $1 \mu\text{m}$ und einen $0,6 \mu\text{m}$ tiefen Emittter im Vergleich zu den jeweils identischen Solarzellen mit nasschemischen Kontaktöffnungen (Linien).

ein Prozessfenster für diesen Laserablationsprozess gibt, innerhalb welchem der Wirkungsgradverlust der modellierten Solarzelle aufgrund der laserinduzierten Kristallschädigung in den Emittterkontaktbereichen $< 0,2\%$ absolut beträgt. Dies ist ein bemerkenswert geringer Verlust angesichts des hohen Wirkungsgradniveaus der modellierten Zelle. Das Prozessfenster gestaltet sich für den $45 \Omega/\text{sq}$ -Emittter mit $0,7 - 3 \text{ J}/\text{cm}^2$ etwas größer als für den $100 \Omega/\text{sq}$ -Emittter mit etwa $0,7 - 2 \text{ J}/\text{cm}^2$. Innerhalb von $0,5 - 3,5 \text{ J}/\text{cm}^2$ bzw. $0,5 - 2,5 \text{ J}/\text{cm}^2$ beträgt der Wirkungsgradverlust $< 0,4\%$ absolut. Bei Maximalfluenzwerten von $4,5$ bzw. $3,3 \text{ J}/\text{cm}^2$ ist ein drastischer Einbruch des Zellwirkungsgrades auf $< 10\%$, bzw. $< 15\%$ aufgrund der laserinduzierten Schädigung zu erwarten. Die Prozessfenster sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Tabelle 7.1: Prozessfenster für $\Delta\eta < 0,2\%$ absolut für die Ablation von SiO_2 -Passivierschichten von n^+ -Emitttern der Tiefe z_j .

$z_j = 0,6 \mu\text{m}$	$z_j = 1 \mu\text{m}$
$0,7 - 2 \text{ J}/\text{cm}^2$	$0,7 - 3 \text{ J}/\text{cm}^2$

7.2 *J-V*-Kennlinien von PERC-Zellen mit Laserkontaktöffnungen auf dem Basisgebiet

Die Eignung verschiedener Strahlquellen für die Ablation von SiO₂-Schichten auf Zellbasisoberflächen wurde anhand einfacher PERC-Zellstrukturen (s. Abb. 5.6) ermittelt. Die Zellen wurden in drei Gruppen unterteilt und zur Ausbildung der Kontakte zur schwach dotierten 1,5 Ωcm Basis unterschiedlichen Temperaturen ausgesetzt (330°C, 400°C und 500°C). Die Zellen, die einer Temperung von 10 Minuten bei 500°C unterzogen wurden, wiesen bei der Vermessung einen hohen Serienwiderstand und geringe Füllfaktoren auf, was vermutlich auf einen hohen Emittierkontaktwiderstand zurückzuführen ist. Aus diesem Grund wurden bei der Auswertung dieser Untersuchung ausschließlich die von dem hohen Serienwiderstand unbeeinflussten offenen Klemmenspannungen dieser Zellen berücksichtigt (Dreiecke). Die Zellparameter aller drei Tempervariationen sind in Abbildung 7.5 in Abhängigkeit der Kontaktöffnungstechnologie aufgetragen. Bei allen Zellen wurde darauf geachtet, dass unabhängig von den nicht frei wählbaren Kontaktöffnungsdurchmessern ein Flächenanteil von etwa 4% kontaktiert wurde, mit Ausnahme der Zellen mit LFC-Kontakten, die mit 0,2% und 4% Flächenanteil vermessen wurden. Die Ergebnisse mit 0,2% kontaktiertem Flächenanteil sind in allen Graphen der Abb. 7.5 explizit gekennzeichnet.

Die offenen Klemmenspannungen der bei 400°C (Quadratsymbole) und 500°C (Dreiecksymbole) getemperten PERC-Solarzellen zeigen einen einheitlichen Trend. Die nasschemisch mittels Inkjettechnologie geöffneten Zellen weisen Spannungen von 618 mV auf. Alle mittels gaussförmigem Strahlprofil ablatierten Zellen weisen unabhängig von der verwendeten Pulsdauer (ns-fs) demgegenüber einen Spannungsverlust von ca. 13 mV auf und liegen somit im Bereich von 605 mV. Die Zellen mit den Laser-Fired Contacts (LFCs) auf 4% der Basisoberfläche zeigen lediglich einen geringen Spannungsvorteil im Vergleich zu den Gaußkontaktöffnungen von 3,5 mV (400°C). Die einzige Ausnahme bei den laserablatierten Zellen stellen die mittels Flat-Top- (FT) Profil (VIS-ns-Laser) ablatierten Zellen dar. Mit ca. 615 mV kommen sie nahe an die laserschädigungsfreien Inkjet-Zellen heran.

Bei dem Vergleich der Spannungswerte ist jedoch zu beachten, dass neben dem kontaktierten Flächenanteil f und der lokalen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) in den Kontakten S_{abl} aufgrund des 3-dimensionalen Stromtransports auch die Anordnung, d.h. die Abstände L_p der lokalen Kontakte, eine wichtige Rolle für die resultierende effektive ORG S_{eff} der Basis spielt. Dieser Zusammenhang zwischen dem Abstand der Kontaktöffnungen und dem S_{eff} der Basisoberfläche kann mit Hilfe des Fischer-Modells (Gl. 2.16, large scale case) beschrieben werden. Diese Formel beschreibt unter der Annahme der Rekombinationsgeschwindigkeit in den passivierten (S_{pass}) und den kontaktierten Oberflächenbereichen (S_{abl}) die Gesamtoberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Basisoberfläche S_{eff} als Funktion des Kontaktabstandes L_p . Für die Werte $S_{pass} = 50$ cm/s und $S_{abl} = 10^5$ cm/s und einen kontaktierten Flächenanteil von $f = 4\%$ ergibt sich aus dieser Formel der Kurvenverlauf mit den schwarzen Symbolen in Abbildung 7.6 (linke y -Achse). Nach

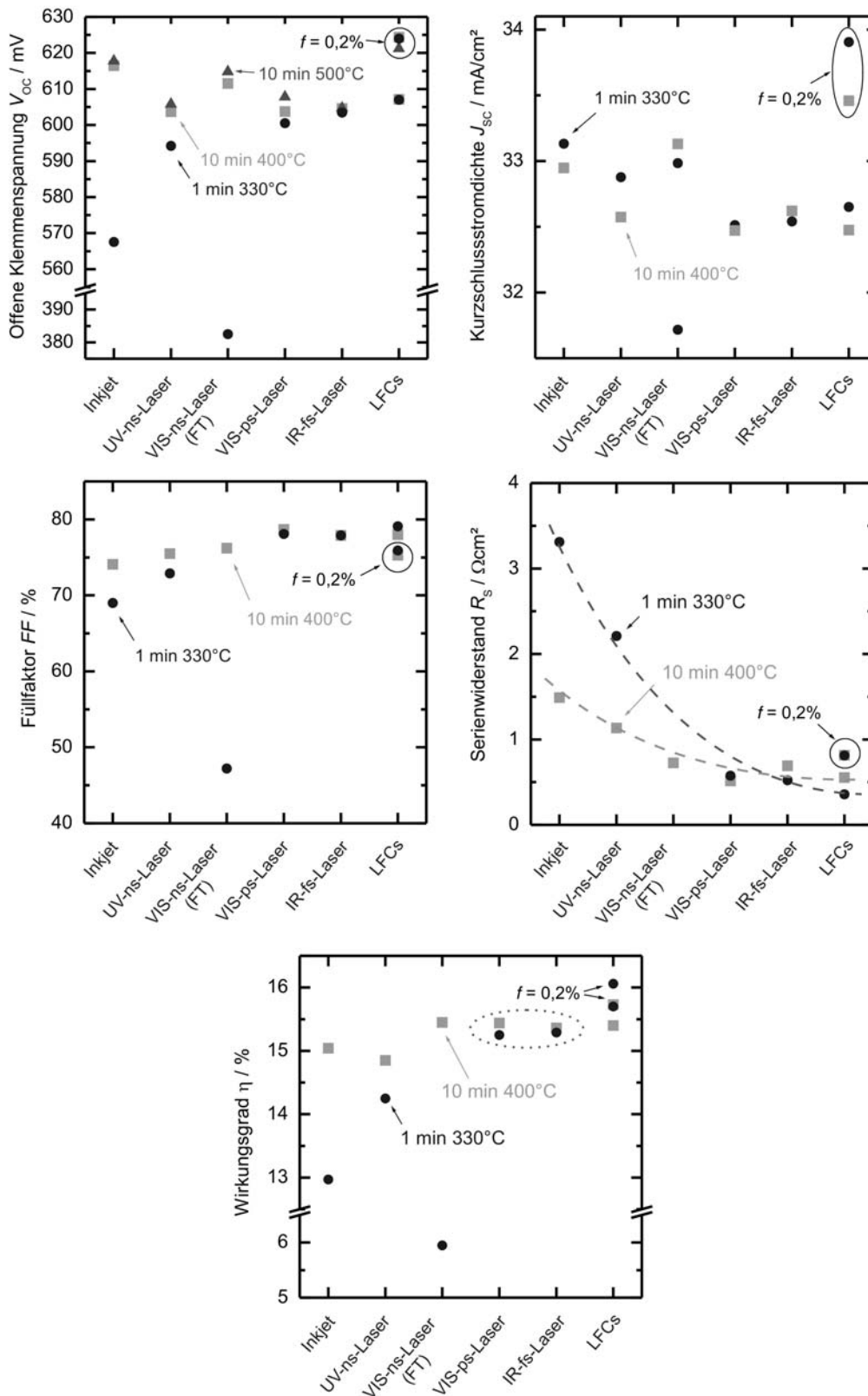


Abbildung 7.5: Experimentelle Zellparameterergebnisse von PERC-Solarzellenstrukturen mit lokalen Basiskontaktöffnungen, hergestellt mittels unterschiedlichen Technologien (siehe x -Achse) im direktem Vergleich (FT: Flat-Top-Profil).

Gl. 2.14 und 6.34 lassen sich aus den S_{eff} -Werten unter Annahme der Volumenlebensdauer ($\tau_{\text{vol}} = 1 \text{ ms}$) die entsprechenden Basissättigungsstromdichten J_{0b} und die basislimitierten offenen Klemmspannungen V_{oc} berechnen (Abb. 7.6, durchgezogene schwarze Linie, rechte y -Achse). Im Folgenden werden diese theoretischen Betrachtungen auf die hergestellten Dioden angewendet. Bei einem gleichbleibenden Kontaktflächenanteil von 4% geht die Variation von Kontaktdurchmessern mit einer Variation der Kontaktabstände einher. Für die ns-Flat-Top-Profil-Kontaktöffnungen mit einer Fläche von $(124 \times 128) \mu\text{m}^2$ ergibt sich somit auf den Dioden ein Abstand von $L_p = 630 \mu\text{m}$, während die ps-Laserspots sowie die LFCs mit einem Durchmesser von $\approx 30 \mu\text{m}$ einen Abstand von $133 \mu\text{m}$ auf der Basisoberfläche aufweisen. Für diese Abstände ergeben sich aus den Auftragungen in Abb. 7.6 Spannungen von 624 mV für ps-Laserkontaktöffnungen und LFC-Kontakte und 644 mV für die ns-Flat-Top-Laserkontaktöffnungen (graue gestrichelte Linien). Die Absolutwerte dieser berechneten Spannungen entsprechen dabei nicht den gemessenen Spannungswerten, da in dieser Rechnung die Rekombinationsverluste im Emitter nicht berücksichtigt werden. Somit ergibt sich für die PERC-Zellen mit Flat-Top-Kontaktöffnungen gegenüber den kleineren LFCs und den ps-Kontaktöffnungen bei gleich angenommenem $S_{\text{abl}} = 10^5 \text{ cm/s}$ in den Kontaktöffnungen allein aus geometrischen Gründen ein Spannungsvorteil von 20 mV. Nimmt man im Vergleich dazu für die ps-Laseröffnungen einen um eine Größenordnung höheren S_{abl} -Wert von 10^6 cm/s an (vergl. Ergebnisse zu S_{abl} -Werten in Kap. 8.6), resultiert daraus gegenüber den

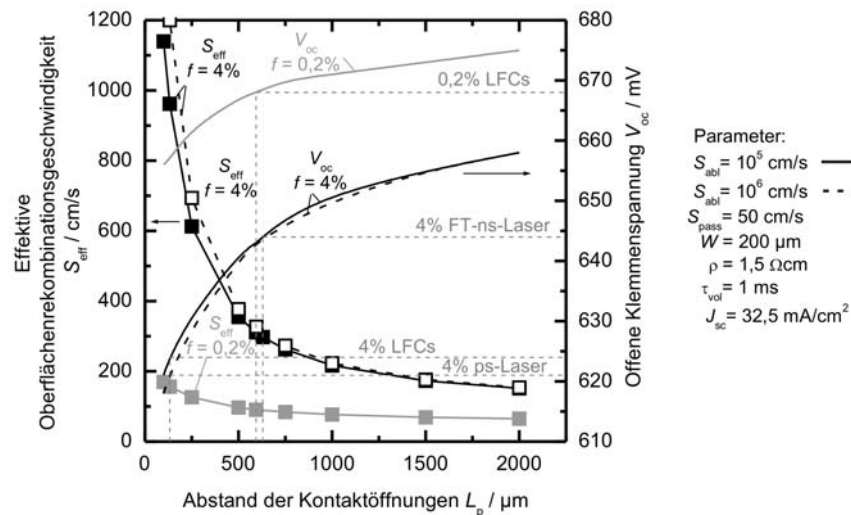


Abbildung 7.6: Berechnete Abhängigkeit der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} einer Basisoberfläche mit lokalen Kontakten auf einem Flächenanteil $f = 0,2\%$ (rote Symbole) und 4% (schwarze Symbole) von den Kontaktabständen L_p nach Gl. 2.16 (large scale case; linke y -Achse) und daraus berechnete Limitierungen für die offene Klemmspannung V_{oc} (Linien, rechte y -Achse).

geometrisch gleich angeordneten LFC-Kontakten mit geringerem S_{abl} -Wert nur ein geringer Anstieg der S_{eff} -Werte (offene Symbole) und ein geringer Verlust der offenen Klemmenspannung (schwarze gestrichelte Linie) von 4 mV. Dieses Ergebnis gibt qualitativ die experimentellen Befunde zu den Zellparametern wieder und bestätigt die Größenordnung der angenommenen S_{abl} -Werte von LFC-Kontakten und ps-Laserkontaktöffnungen.

Die Spannungen der Zellen mit LFC-Kontakten auf nur 0,2% der Basisfläche betragen im Experiment 620 - 625 mV. Die Sie liegen damit ≈ 15 mV höher als bei den Zellen mit den selben Kontakten auf 4% der Zellfläche und sogar ≈ 5 mV höher als die laserschädigungsfreien Inkjet-Kontaktöffnungen. Die 0,2%-LFC Zellen profitieren von zwei Effekten, die ebenfalls anhand der theoretischen Betrachtungen nachvollzogen werden können. Zum einen bedeutet der geringere Flächenanteil einen größeren Kontaktabstand von $L_p = 594 \mu\text{m}$. Dieser vergrößerte Abstand alleine macht in der Theorie bei gleichbleibendem Flächenanteil einen Spannungsgewinn von ca. 20 mV aus. Gleichzeitig wird aber die rekombinationsaktive kontaktierte Fläche auf 1/20 reduziert. Das führt zu deutlich geringeren effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten (s. Abb. 7.6, rote Symbole) und dementsprechend zu höheren Spannungen (rote Linie). Insgesamt gewinnt die Zelle durch die Reduzierung des Flächenanteils von 4% auf 0,2% demnach theoretisch ca. 40 mV Spannung. Aus dieser Betrachtung werden zwei Tatsachen deutlich. 1. Die höhere Spannung der PERC-Zellen mit VIS-ns-Flat-Top-Laserkontaktöffnungen ist nicht zwangsläufig auf eine geringere ORG in den Kontaktöffnungen, d.h. geringe laserinduzierte Schädigung zurückzuführen. 2. Das Optimierungspotential der offenen Klemmenspannungen durch die Optimierung der Kontaktgeometrie ist ungleich größer als durch eine Reduzierung der ORG S_{abl} in den laserkontaktgeöffneten Bereichen. Bei dieser Betrachtung wird jedoch nicht berücksichtigt, dass sowohl die Vergrößerung des Kontaktabstandes L_p als auch die Reduzierung des Flächenanteils f den Serienwiderstand der Zelle erhöhen und somit limitiert anwendbar sind. Das wird aus den geringeren Füllfaktoren und den erhöhten Serienwiderständen der auf 0,2% Flächenanteil kontaktierten LFC-Zellen ersichtlich. Dennoch unterstreicht die Betrachtung den Vorteil von Kontakten, die einen geringen spezifischen Kontaktwiderstand aufweisen (z.B. LFCs) und somit eines geringen kontaktierten Flächenanteils bedürfen.

Der Trend der offenen Klemmenspannungen der bei 400°C getemperten Zellen findet sich in den Ergebnissen der Kurzschlussstromdichten J_{sc} wieder. Das ist darauf zurückzuführen, dass sich die effektive ORG S_{eff} neben der effektiven Diffusionslänge auch auf die Einsammellänge in der Zelle, d.h. auf die Einsammelwahrscheinlichkeit auswirkt und somit den Kurzschlussstrom beeinflusst. Dieser Zusammenhang soll hier nicht diskutiert werden und kann den Referenzen [?, 79] entnommen werden.

Der Füllfaktor der Zellen wird vom Gesamtserienwiderstand R_s ¹ beeinflusst. Bemerkenswerterweise weisen die nasschemisch ($R_s \approx 1,5 \Omega\text{cm}$) und mittels UV-ns-Laser ($R_s \approx 1,2 \Omega\text{cm}$) bearbeiteten Zellen höhere Serienwiderstände auf als die

¹Der Serienwiderstand wird im optimalen Arbeitspunkt (*Maximum Power Point*, MPP) der Zelle zu $R_s = \frac{\Delta V_{\text{mpp}}}{J_{\text{mpp}}}$ bestimmt, mit der Spannungsdifferenz ΔV_{mpp} zwischen Hell- und Dunkelkennlinie bei der Maximum-Power-Point-Kurzschlussstromdichte J_{mpp} .

übrigen Zellen mit $R_s \approx 0,6 \Omega\text{cm}$. Aus diesem Grund schneidet der Wirkungsgrad dieser beiden Variationen mit $\eta \approx 15\%$ schlechter ab, als die kurzpuls- und flat-top-laserablatierten sowie die LFC-kontaktierten Zellen mit $\eta \approx 15,5\%$. Trotz beeinträchtigter Füllfaktoren erreichen die 0,2%-LFC-Zellen den höchsten Wirkungsgrad von $\eta \approx 16\%$ und weisen somit einen Wirkungsgradgewinn von 0,5% gegenüber den Zellen mit Laserkontaktöffnungen auf. Dieser Vorsprung ist durch eine Optimierung der Kontaktanordnung zu reduzieren, jedoch nicht vollständig zu vermeiden, da aufgrund des geringeren Kontaktwiderstandes der LFCs stets ein geringerer Flächenanteil gewählt werden kann.

Die Zellen, die an den RISE-EWT-Zellprozess angelehnt nur eine kurze Temperung bei einer moderaten Temperatur von 330°C erfahren haben (Kreissymbole in Abb. 7.5), weisen z.T. Kontaktschwierigkeiten auf. Das betrifft die Variationen mit den nasschemisch geöffneten Kontakten und den UV-ns- und VIS-ns-Flat-Top-laserablatierten Kontaktöffnungen und hat erhöhte Serienwiderstände sowie geringe Füllfaktoren zur Folge. Da auch die Spannungen dieser Zellen beeinträchtigt sind, ist davon auszugehen, dass aufgrund der geringen Kontakttemperatur keine ohmschen Kontakte ausgebildet wurden, sondern Schottky-Kontakte vorliegen, die unter Beleuchtung der Zellen eine Gegenspannung ausbilden. Besonders ausgeprägt sind die Kontaktschwierigkeiten bei den Zellen, die mittels des ns-Flat-Top-Lasers bearbeitet wurden, so dass für diesen Fall keine Auswertung des Seriewiderstandes vorgenommen werden konnte. Für die nasschemischen und die UV-ns-Laserkontaktöffnungen ist der gleiche Trend erhöhter Serienwiderstände zu beobachten wie bei der 400°C-Variation. Die Widerstände für die ps- und fs-laserablatierten PERC-Zellen hingegen verhalten sich identisch zu den Werten, die sich nach einer 400°C-Temperatur eingestellt haben. Das bedeutet, dass für diese Kontakte keine Verbesserung des Kontaktwiderstandes durch das Tempern bei hohen Temperaturen erreicht wurde, wohingegen in den HF- und ns-Laser-Kontaktöffnungen selbst nach einer 400°C-Temperung keine zufriedenstellenden Kontaktierung der Zelle ausgebildet werden konnte. Das ist ein Vorteil der Kurzpuls-laserablation gegenüber der Ablation mit längeren Pulsen und dem nasschemischen Öffnen der SiO₂-Passivierschicht. Bei moderater Temperung erreichen die Kurzpuls-laserzellen Wirkungsgrade von knapp 15% und sind damit vergleichbar mit den bei 400°C getemperten Zellen. Das ist ein wichtiges Ergebnis für die Anwendung dieses Prozesses auf die RISE-EWT-Solarzelle, die eine limitierte Temperstabilität besitzt. Bessere Ergebnisse wurde nur mit der Kontaktierung der Basis mittels LFC-Kontakten erreicht. Eine Erklärung für die guten Kontakte nach Kurzpuls-laserablation im Vergleich zur Nanosekunden-laserablation oder der nasschemischen Behandlung sind möglicherweise oberflächennahe Kristalldefekte in den Laserspotrandbereichen (vergl. TEM-Aufnahmen Kap. 8.2). Verzerrte Si-Bindungen könnten dazu führen, dass sich das Silicium in den geschädigten Bereichen beim Aufdampfen des Aluminiumkontaktes oder während des Temporns im Aluminium löst und somit ein guter Kontakt hergestellt wird. Ein ähnlicher Effekt wurde bei den sog. *COSIMA*-Kontakten auf amorphem Silicium beobachtet [80].

Kapitel 8

Ergebnisse der Detailanalysen und Diskussion

Im Folgenden sind die Ergebnisse der Detailanalysen zur thermischen Oxidation und zur Laserstrahlablation mittels ps-Laser aufgeführt.

8.1 Schichtwiderstände und Sättigungsstromdichten von n^+ -Emittern nach thermischer Oxidation

Durch den zweiten Oxidationsprozess, der zur Realisierung der ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung in die Prozessabfolge zur Herstellung der RISE-EWT-Solarzelle implementiert wurde, verändern sich die elektrischen Eigenschaften der phosphordotierten Emitterschichten. Für eine optimale Abstimmung des Diffusionsprozesses und dem darauf folgenden Oxidationsprozess wurde die Veränderung der Emittereigenschaften Schichtwiderstand R_{sheet} und Emittersättigungsstromdichte J_{0e} verschiedener Emmitter nach unterschiedlichen Oxidationen untersucht (Proben s. Kap. 5.1). Abbildung 8.1 zeigt auszugsweise einige Ergebnisse dieser Untersuchung.

In beiden Graphen der Abbildung sind $R_{\text{sheet}}-J_{0e}$ -Wertepaare von planaren (a), gefüllte Symbole) und texturierten (b), offene Symbole) Emittern vor der Oxidation mit schwarzen Symbolen eingetragen (nach Diffusion). Dabei steht jede Symbolform für einen Diffusionsprozess mit einem Ausgangsschichtwiderstand von 11 bis 130 Ω/sq . Aus einer Veröffentlichungen von Cuevas *et al.* [146] ist bereits bekannt, dass die Sättigungsstromdichte unpassivierter Emmitter mit abnehmendem Schichtwiderstand abnimmt. Dieses Verhalten findet sich in den gezeigten „nach Diffusion“-Ergebnissen wieder und ist darauf zurückzuführen, dass die Sättigungsstromdichten der unpassivierten Emmitter durch die Rekombination an der Emitteroberfläche dominiert ist. In diesem Fall profitiert die effektive Lebensdauer der Wafer von der Feldeffektpassivierung durch die Bandverbiegung an der Oberfläche, die um so ausgeprägter ist, je stärker die Emitterschicht diffundiert ist. Daher weisen die Emmitter mit geringem Schichtwiderstand die geringsten Rekombinationsraten und somit Sättigungsstromdichten auf.

Die farbigen Symbole in beiden Graphen stellen die Wertepaare der verschiedenen Emmitter nach einer thermischen Oxidation dar. Anhand der Symbolform kann

zurückverfolgt werden, welchen Schichtwiderstand die Proben vor der Oxidation aufwiesen und welche Proben identische Diffusionsprozesse durchlaufen haben. Die unterschiedlichen Farben symbolisieren hingegen verschiedene Oxidationsprozesse. In Abbildung 8.1 a) wird die Auswirkung von Oxidationen mit unterschiedlichen Prozesstemperaturen von 850, 900 und 1000 °C auf den J_{0e} -Wert planarer Proben verglichen. Die Werte nach allen drei Oxidationen folgen einem Trend abnehmender Sättigungsstromdichten mit zunehmendem Schichtwiderstand (Linie). Auch dieses Verhalten wurde von Cuevas *et al.* beschrieben [146] und ist darauf zurückzuführen, dass die Emittersättigungsstromdichten im SiO_2 -passivierten Zustand nicht durch die Oberflächenrekombination dominiert sind. Die Auger-Rekombination ist hingegen entsprechend Gl. 2.3 quadratisch von der Konzentration freier Ladungsträger abhängig. Je stärker also eine Oberfläche diffundiert ist, d.h. je mehr Phosphoratome über die Tiefe integriert pro Fläche vorhanden sind, desto höher sind die Auger-Rekombinationsverluste und somit auch die Emittersättigungsstromdichten bei gleichzeitig geringerem Schichtwiderstand. Zusätzlich nimmt die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der passivierten Oberflächen mit zunehmender Oberflächendotierkonzentration zu und verstärkt diesen Trend.

Anhand der gezeigten Ergebnisse können jedoch weitere Aussagen getroffen werden. Der Schichtwiderstand der Emitter erhöht sich durch den nachfolgenden Oxidationsprozess um so stärker, je höher der Ausgangsschichtwiderstand des Emitters war und je kälter die Oxidationstemperatur gewählt wurde (vergl. eingekreiste Rautensymbole in Abb. 8.1 a)). Gleichzeitig folgen die Werte nach Oxidation im Wesentlichen einem Trend, der eine Beschreibung der Emittersättigungsstromdichte J_{0e} als Funktion des Schichtwiderstandes zulässt. Schwankungen der Wertepaare um die

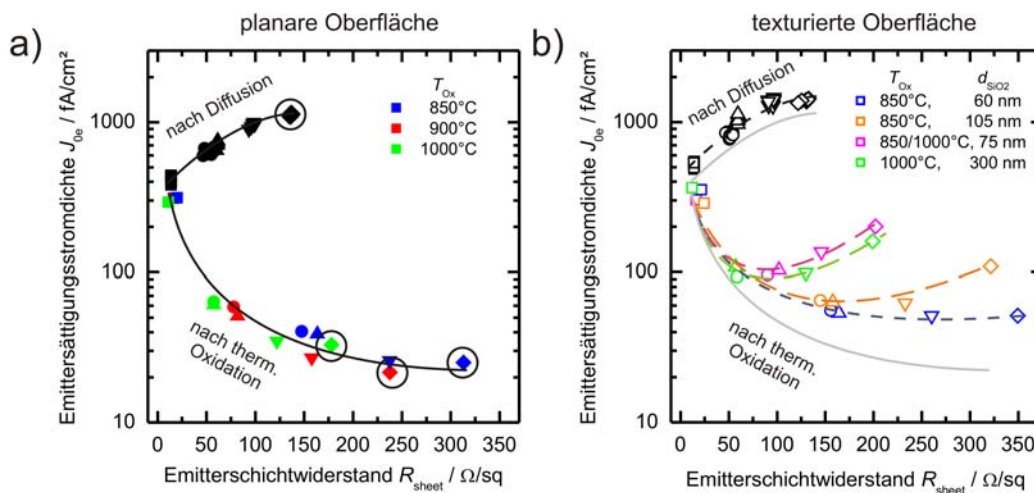


Abbildung 8.1: Gemessene Emittersättigungsstromdichten J_{0e} a) von planaren und b) von texturierten Emittern aufgetragen über den Emitterschichtwiderstand R_{sheet} im Ausgangszustand (nach Diffusion, schwarze Symbole) und nach unterschiedlichen thermischen Oxidationsprozessen mit Temperaturen von 850 - 1000°C (farbige Symbole).

Trendlinie herum sind durch unterschiedliche Oberflächendotierkonzentrationen der Emitter-Oxidations-Konfigurationen zu erklären [147].

Die J_{0e} -Werte der texturierten Proben (Abb. 8.1b)) liegen sowohl nach der Diffusion als auch nach der anschließenden Oxidation oberhalb der Werte von planaren Proben (graue Linien) gleichen Schichtwiderstands. Im unpassivierten Zustand ist das primär auf die größere Oberfläche der Textur zurückzuführen. Daher ist das J_{0e} -Verhältnis von texturierten zu planaren Proben mit einem Wert von $\approx 1,3$ unabhängig vom Schichtwiderstand¹. Im passivierten Zustand zeigen die texturierten Emitter bei Schichtwiderständen $>100 \Omega/\text{sq}$ ein vom Trend der planaren Proben abweichendes Verhalten. Dieses Verhalten geht mit deutlich höheren J_{0e} -Verhältniswerten zwischen texturierten und planaren Proben von bis zu 5.8 einher und ist besonders stark im Fall von 1000°C -Oxidationen ausgeprägt. Solche erhöhten Rekombinationswerte wurden auf passivierten texturierten Oberflächen in der Vergangenheit mehrfach beobachtet (Überblick s. [148]). Neben der vergrößerten Oberfläche werden auch höhere Defektdichten auf $\{111\}$ -orientierten Si-Oberflächen (Textur) [149] und mechanische Spannungen als mögliche Ursachen aufgeführt. Die Spannungen entstehen durch das Einwachsen der SiO_2 -Schicht in das Si-Substrat in den Texturpyramiden- und -tälern, insbesondere bei dicken Schichten [150].

Die gezeigten Ergebnisse mit der Korrelation großer J_{0e} -Werte auf Textur nach hohen Oxidationstemperaturen lassen jedoch insbesondere zwei Erklärungen für die erhöhte Rekombination zu. Entweder wirken sich zur Oberfläche hin abnehmende Phosphorkonzentrationen negativ auf die Rekombinationsrate aus oder thermisch induzierte Defekte werden durch die hohe Temperatur gebildet. Den in Graph b) dargestellten Ergebnissen kann entnommen werden, dass die erhöhten J_{0e} -Werte, wie sie in dieser Arbeit beobachtet wurden, nicht primär auf die Oxidschichtdicken und daraus resultierende Spannungen zurückzuführen sind. Die Proben, die bei 850°C feucht oxidiert und anschließend für 30 Minuten bei 1000°C trocken² oxidiert wurden (magentafarbene Symbole), weisen bei einer vergleichsweise dünnen Oxidschichtdicke von 75 nm das gleiche charakteristische Verhalten auf wie die Proben, auf die bei durchgängig 1000°C (feucht und trocken) eine 300 nm dicke Oxidschicht aufgewachsen wurde (grüne Symbole). Proben mit einer vergleichbaren Schichtdicke von 60 nm hingegen, die nach der 850°C Oxidation nicht auf 1000°C aufgeheizt wurden, zeigen hingegen keinen Anstieg der J_{0e} -Werte zu hohen Schichtwiderständen hin (blaue Symbole). Diesen Ergebnissen ist zu entnehmen, dass vor allem die Oxidationsmaximaltemperatur eine ausschlaggebende Größe für die Rekombinationsseigenschaften überoxidiert texturierter Emitter ist.

Die Auswirkung der fünf in Abbildung 8.1 repräsentierten Oxidationen auf das Profil eines $50 \Omega/\text{sq}$ Emitters kann Abbildung 8.2 a) entnommen werden. Durch das Einwachsen der SiO_2 -Schicht in das Si-Substrat wird die Si-Oberfläche verschoben

¹Eine texturierte Oberfläche ist 1,73 mal größer als eine entsprechende planare Fläche. Der geringere J_{0e} -Verhältniswert in dieser Arbeit von $\approx 1,3$ ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass identische Diffusionsprozesse auf den beiden Topographien zu unterschiedlichen Diffusionsprofilen führen [148].

²Die trockene Oxidation findet ohne Zugabe von Wasserstoff, d.h. in reiner Sauerstoffatmosphäre statt.

und der Peak des Emitterprofils mit Konzentrationen $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ wird abgebaut. Hieraus resultiert der größte Anteil der Rekombinationsreduzierung, da sowohl die Oberflächendefektdichte als auch die Auger-Rekombination wesentlich von der Phosphorkonzentration abhängen. Hohe Temperaturen (1000°C) führen zu tief eingetriebenen Emittlern sowie zu einer Absenkung der Oberflächenkonzentrationen. Die Auswirkung auf die Oberflächenkonzentration ist dabei unabhängig davon, ob die hohe Temperatur während oder nach dem Aufwachsen eines feuchten Oxides vorlag (vergl. 1000°C - mit $850/1000^\circ\text{C}$ -Kurve). Das deutet darauf hin, dass die Phosphoratomme bei hohen Temperaturen aus der Probenoberfläche herausdiffundieren.

Das Verhalten von texturierten Proben nach einer Oxidation bei 1000°C ist daher möglicherweise auf die geringe Oberflächenkonzentration zurückzuführen. In den Pyramidentälern liegt geometrisch bedingt bereits vor der Oxidation eine geringere Phosphorkonzentration vor als in den Pyramidenflanken und -spitzen oder auf planaren Oberflächen. Diese wird durch die nachfolgende Oxidation noch weiter reduziert. Das führt zu einer Erhöhung der Minoritätsladungsträgerdichte in diesen Emitterbereichen und somit zu hohen Rekombinationsraten. Da bei kälteren Temperaturen die Oberflächenkonzentration nicht so stark reduziert wird wie bei heißen 1000°C (s. Abb. 8.2 a)), könnte das den Unterschied zwischen den J_{0e} -Werten der 850°C -Probe und der $850/1000^\circ\text{C}$ -Probe erklären. Gleichzeitig würde es die ansteigenden J_{0e} -Werte bei gleicher Oxidation zu höheren Schichtwiderständen hin erklären. Wie Abb. 8.2 b) zu entnehmen ist, sinkt die Oberflächenkonzentration bei einem geringen Ausgangsschichtwiderstand ($50 \text{ } \Omega/\text{sq}$) weniger stark durch eine 1000°C -Oxidation

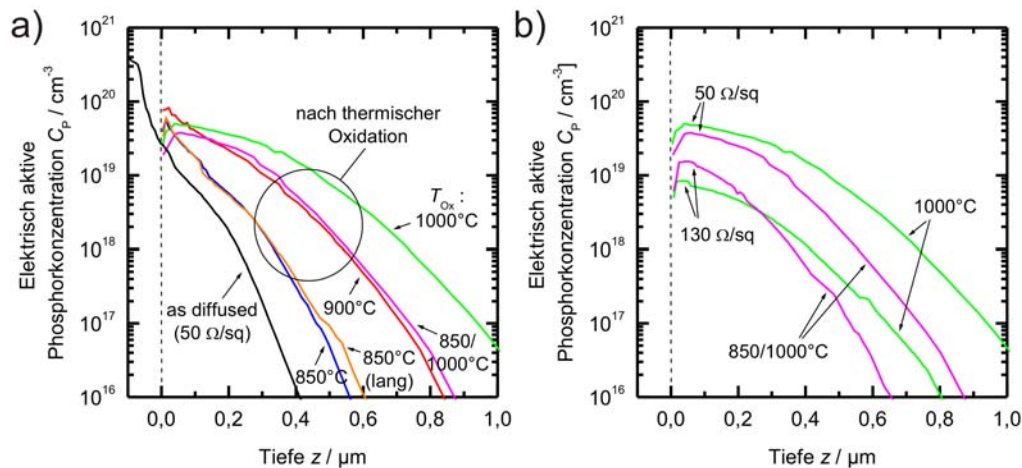


Abbildung 8.2: a) Mittels *Electrochemical-Capacity-Voltage* (ECV)-Methode vermessene Phosphordiffusionsprofile $C_P(z)$ eines $50 \text{ } \Omega/\text{sq}$ -Emitters as diffused und nach Oxidationsprozessen mit unterschiedlichen Oxidationstemperaturen T_{Ox} .

b) Abhängigkeit der resultierenden Oxidschichtdicke d_{SiO_2} von der Emitterleitfähigkeit R_{sheet} für Oxidationen mit unterschiedlichen Prozesstemperaturen T_{Ox} .

ab, als bei einem hohen Schichtwiderstand (130 Ω/sq).

Eine andere Erklärung für die systematisch stark ansteigenden J_{0e} -Werte nach 1000°C-Oxidation könnten thermisch induzierte Defekt in den Pyramidenspitzen und/oder -tälern sein.

Die Oxidschichtdicke könnte jedoch für J_{0e} -Werte auf Textur eine untergeordnete Rolle spielen. Das zeigt der Vergleich der beiden ausschließlich bei 850°C unterschiedlich lange oxidierten Proben (blaue und orangene Symbole in Abb. 8.1). Die lange Oxidationsdauer führte zu einer Schichtdicke von 105 nm (orangene Symbole) und weist im Gegensatz zu den Proben mit 60 nm Oxidschichtdicke (blaue Symbole) leicht ansteigende J_{0e} -Werte bei sehr hohen Schichtwiderständen auf. Aber auch in diesem Fall könnten geringe Phosphorkonzentrationen in den Pyramidentälern der Grund für die höhere Rekombination sein. Um die dickere Oxidschicht bei 850°C zu erreichen (orange Symbole), wurden die Proben doppelt so lange feucht oxidiert wie die Proben mit der geringeren Oxidschichtdicke. Das wiederum führt ebenfalls zu einer stärkeren Absenkung der Oberflächenphosphorkonzentration.

Es ist darauf hinzuweisen, dass diese Ergebnisse auf die verwendeten Diffusions- und Oxidationsöfen und -prozesse bezogen sind. Eine Übertragung auf andere Öfen muss in jedem Fall überprüft werden. Als Resultat dieser Untersuchung für die RISE-EWT-Solarzelle ist Folgendes festzustellen. Für Schichtwiderstände < 100 Ω/sq ist die Rekombination der SiO₂-passivierten Emitter unabhängig vom gewählten Oxidationsprozess für gleiche Schichtwiderstände im gleichen Maße durch die Auger-Rekombination dominiert. Wie Referenz [151] zu entnehmen ist, benötigt die EWT-Zellstruktur eine Emitterleitfähigkeit von ≤ 100 Ω/sq, um nicht durch einen erhöhten Serienwiderstand aufgrund zu geringer Leitfähigkeiten des Vorderseitenemitters und der EWT-Bohrung limitiert zu sein. Da sich bei einer Oxidationstemperatur von 850°C der Schichtwiderstand von 50 Ω/sq auf 150 Ω/sq erhöht, entspricht diese Temperatur nicht den Ansprüchen, die an den Emitter einer EWT-Solarzelle zu stellen sind. Um mögliche negative Effekte durch lokal stark abgesenkte Phosphorkonzentrationen oder thermisch induzierte Defekte auf der texturierten Zellvorderseite zu vermeiden, wurde auch eine Oxidationstemperatur von 1000°C ausgeschlossen. Somit wurde für die Herstellung der erweiterten RISE-EWT-Solarzelle eine 900°C Oxidation auf einem Emitter mit dem Ausgangsschichtwiderstand von 40 - 50 Ω/sq verwendet. Die Zellergebnisse zu diesen Prozessen sind Kap. 9 zu entnehmen.

8.2 Mikroskopische Untersuchungen zur Auswirkung von ps-Laserstrahlung auf SiO₂/Si-Schichtsysteme

In Kapitel 7 dieser Arbeit wurde der ps-Laser als am Besten für einen industriellen Prozess geeignete Strahlquelle für die SiO₂-Ablation mit der Anwendung auf Si-Wafersolarzellen evaluiert. Im Folgenden wurden daher die Ablationsmechanismen, Ablationsschwellen und die laserinduzierte Kristallschädigung bei der Ablation

tion von SiO_2 -Schichten auf glanzgeätzten (100)-Si-Wafern mittels gaussförmiger ps-Laserstrahlung untersucht. Hierbei kamen Lichtmikroskopie sowie Raster- (REM) und Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) zum Einsatz.

Lichtmikroskopie

Für die Untersuchung der Ablationsmechanismen und die Bestimmung der Ablationsschwellfluenzen wurden alle drei zur Verfügung stehenden Wellenlängen (1064, 532 und 355 nm) des in Kapitel 6.1 beschriebenen ps-Lasers verwendet. Abbildung 8.3 zeigt die Zusammenstellung von Lichtmikroskopaufnahmen von ps-Laserspots ($\lambda = 532 \text{ nm}$) auf einem thermisch oxidierten Si-Wafer (SiO_2 -Schichtdicke $d_{\text{SiO}_2} = 194 \text{ nm}$). Die Laserspots resultieren aus Einzellaserpulsen mit zunehmender Pulsenergie E_P von Spot 1 bis 13 (siehe Abbildung). Dabei nimmt der Durchmesser D der Laserspots, die in dieser Arbeit als jener Bereich definiert sind, welcher sich farblich von den nicht laserbearbeiteten Bereichen abhebt, mit zunehmender Pulsenergie zu. Anhand der Aufnahmen in Abbildung 8.3 sind zwei Schwellen für den Ablationsprozess festzustellen. Unterhalb der schematisch in die Abbildung eingezeichneten Pulsenergie $E_{\text{th m}}$ ist keine Veränderung auf dem oxidierten Wafer nach der Bestrahlung zu erkennen (Spot 1). Oberhalb dieser Energie ist eine Verfärbung des Schichtsystems zu beobachten, die jedoch nicht mit einer Ablation der SiO_2 -Schicht einhergeht (Spot 2 - 5). Nimmt die Pulsenergie weiter zu und nähert sich der ebenfalls eingezeichneten Pulsenergie $E_{\text{th b}}$, wird die SiO_2 -Schicht teilweise von der Si-Oberfläche entfernt (Spots 6 + 7) und nur für Pulsenergien $E_P > E_{\text{th b}}$ wird die Schicht im Bereich des Laserspots vollständig ablatiert (Spot 8 - 13).

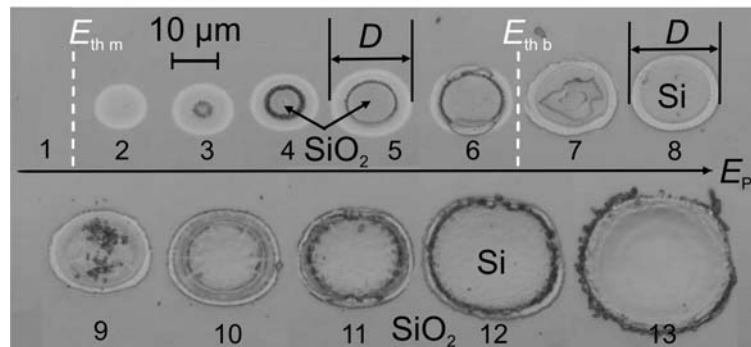


Abbildung 8.3: Pikosekundenlaserspots ($\lambda = 532 \text{ nm}$) auf einem oxidierten Wafer. Die Pulsenergie E_P nimmt von Laserspot 1 - 13 kontinuierlich zu. Unterhalb der Pulsenergie $E_{\text{th b}}$ findet keine Ablation der SiO_2 -Schicht statt.

Rasterelektronenmikroskopie (REM)

Zur Verdeutlichung der Art der beiden in den Lichtmikroskopaufnahmen gefundenen Schwellen sind in Abbildung 8.4 Rasterelektronenmikroskopaufnahmen (REM) von Laserspots zusammengestellt, die aus Pulsenergien $E_P \approx E_{\text{th b}}$ resultieren.

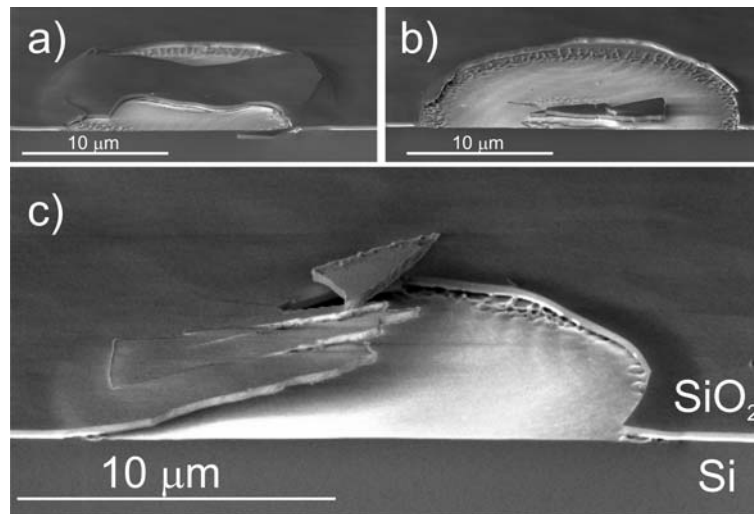


Abbildung 8.4: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen von Laserspots nach der Bestrahlung eines oxidierten Si-Wafers mit einem ps-Laserpuls ($\lambda = 532 \text{ nm}$) der Energie nahe der Ablationsschwelle E_{thb} .

Aufgrund des starken farblichen Kontrastes zwischen dem hellen Silicium und der dunkelgrauen SiO₂-Schicht ist der Zustand der SiO₂-Schicht auf diesen Aufnahmen eindeutig zu interpretieren. Die REM-Aufnahmen (a) und (b) entsprechen den Ablationscharakteristiken der Laserspots 6 und 7 in Abbildung 8.3. Die innerhalb des Laserspots verbliebene SiO₂-Schicht in REM-Aufnahme (a) ist deformiert, teilweise vom Si-Substrat abgehoben und weist im gesamten laserbestrahlten Bereich keine erkennbare Reduzierung der Schichtdicke auf, die auf eine direkte Ablation der SiO₂-Schicht schließen lassen würde. Die Lichtmikroskopaufnahme von Laserspot 6 zeigt verschiedene Farbkontraste innerhalb des Laserspots. Diese resultieren aus dem Abstand der verbliebenen SiO₂-Schicht zum Si-Substrat und der Oberflächenbeschaffenheit der Si-Oberfläche unterhalb der Schicht und sind in diesem Zusammenhang nicht als Interferenzmuster aufgrund einer variierenden SiO₂-Schichtdicke zu interpretieren. Der REM-Aufnahme (a) ist weiter zu entnehmen, dass das Si-Substrat im Bereich des Laserspots aufgeschmolzen wurde und die SiO₂-Schicht deformiert aber lediglich in den halbmondförmigen Flächen am oberen und unteren Rand des Spots ablatiert wurde. Aus diesen Beobachtungen und weiteren hier nicht gezeigten REM-Aufnahmen (s. Abb. 8.6 links), kann geschlossen werden, dass die Laserspots 2 - 5 in Abbildung 8.3 ganzflächig mit SiO₂ bedeckt sind und die farbliche Veränderung im Vergleich zu nicht bestrahlten Bereichen durch das Aufschmelzen des Si-Substrates unterhalb der Schicht und einer eventuellen Anhebung der SiO₂-Schicht entstanden ist. Weiterhin kann geschlossen werden, dass die Laserstrahlung primär vom Si-Substrat absorbiert wird und folglich das Anheben und Deformieren der Schicht die Folge des Si-Dampfdrucks ist, der sich unterhalb der SiO₂-Schicht ausbildet. Die in der SiO₂-Schicht vorherrschenden Temperaturen sind dabei ausreichend, die Schicht zu erweichen und unter dem Dampfdruck plastisch zu verformen. Neben dem Si-Dampfdruck generieren auch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeff-

fizienten der beiden Materialien Spannungen in der SiO₂-Schicht, die zum Versagen und damit zum Aufbrechen der Schicht führen könnten. Wie in Kap. 5.2.3 jedoch beschrieben ist, würde der gegenüber dem SiO₂ mehrfach größere Ausdehnungskoeffizient des Si während der Erwärmung des Schichtsystems zu einer Zugspannung in der SiO₂-Schicht führen. Die in Abb. 8.4 gezeigten Verformungen der SiO₂-Schicht können daher nicht durch die unterschiedliche Wärmeausdehnung der beiden Materialien erklärt werden.

REM-Aufnahme (b) in Abb. 8.4 stellt einen mit Spot 7 der Abb. 8.3 vergleichbaren Laserspot dar. In diesem Fall wurde in der Mitte des Laserspots ein Teil der SiO₂-Schicht nicht entfernt. Da in der Mitte des gaußschen Laserstrahlprofils jedoch die höchste Energiedichte vorliegt, resultiert diese Konstellation daraus, dass die verbliebene Schicht wieder in Kontakt mit dem geschmolzenen Silicium kam, nachdem die Schicht in diesem Bereich zunächst während des Laserpulses angehoben wurde. Diese Hypothese wird durch die Aufwerfungen der ansonsten glatten Si-Oberfläche in der Aufnahme gestützt. Auf gleiche Weise ist auch die Form der verbliebenen SiO₂-Schicht in REM-Aufnahme a) zu erklären. Die Schicht im Laserspotzentrum wird während der Laserbestrahlung deutlich heißer und somit auch fließfähiger als in den Randbereichen. Die kälteren Schichtbereiche sind hingegen spröde und versagen bei ausreichend hohem Dampfdruck. Die Oxidschicht reißt demnach am äußeren Spotrand auf. Im Fall des Laserspots 7 sind Teile der Schicht anschließend durch den Dampfdruck seitlich abgesprengt worden, während der mittlere Teil der Schicht wieder an seiner ursprünglichen Position zu liegen kam. Bei nicht vollständig (Spot 6) bzw. gar nicht aufgerissenen SiO₂-Schichten (Spot 2-5) führt ein entweichender Dampfdruck bzw. das Abkühlen des Systems dazu, dass der mittlere Schichtbereich, der am längsten heiß bleibt, durch die Schwerkraft oder, im Fall einer intakten SiO₂-Schicht, auch durch den aufgrund der Abkühlung unter der Schicht entstehenden Unterdruck wieder zurückgebogen wird, während die Außenbereiche rasch erkalten und in der angehobenen Position erstarren (s. auch Abb. 8.6, links).

Abbildung 8.4 (c) unterstreicht die Interpretation des Ablationsmechanismus über eine Art „Lift-off“-Prozess. Auch diese REM-Aufnahme zeigt einen Laserspot der durch die Ablation mit einer Pulsenergie $E_p \approx E_{thb}$ entstand. In diesem Fall ist die Schicht nur einseitig aufgerissen. Die verbliebene Schicht ist mit der umgebenden Schicht verbunden und wurde durch den Si-Dampfdruck zur Spotmitte hin nach oben gebogen. Auch die Dicke dieser Schicht wurde im Laserspotzentrum nicht signifikant durch die Laserstrahlung beeinflusst. Eine direkte Ablation der Schicht durch nichtlineare optische Effekte kann somit ausgeschlossen werden.

Die Oberflächenmodifikation in den Randbereichen aller drei in Abb. 8.4 gezeigten Laserspots entstehen in den Bereichen, in denen das Si nur knapp über Schmelztemperatur erhitzt wurde. Mit dem Anheben der SiO₂-Schicht wird das zähflüssige Si z.T. mit angehoben und erstarrt in dieser Position.

Bezüglich des Ablationsmechanismus können anhand der beschriebenen Beobachtungen folgende Aussagen getroffen werden. Die in Abb. 8.3 mit der Pulsenergie E_{thm} beschriftete untere Schwelle des Ablationsprozesses markiert das Aufschmelzen des Si-Substrates unterhalb der SiO₂-Schicht (*threshold melting*). Die mit der

Pulsenergie E_{thb} beschriftete obere Schwelle des Prozesses beschreibt das Versagen der SiO₂-Schicht aufgrund eines ausreichend hohen Dampfdrucks (*threshold breaking*). Diese „Lift-off“-Ablationscharakteristik mit den Zusammenhängen zwischen dem Laserspotdurchmesser D , den beiden Ablationsschwellfluenzen Φ_{thm} und Φ_{thb} und den Voraussetzungen zur Ablation der SiO₂-Schicht sind in Abbildung 8.5 schematisch zusammengefasst.

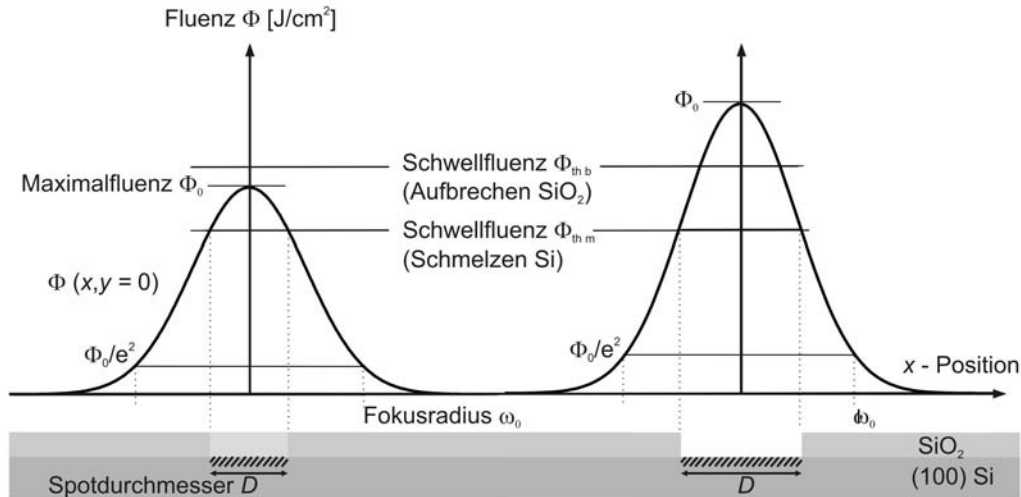


Abbildung 8.5: Schematische Darstellung der Zwei-Schwellen-Charakteristik des SiO₂-Laserablationsprozesses auf Si-Substraten. Links: Fluenzverteilung von einem Laserpuls mit $\Phi_{\text{thm}} < \Phi_0 < \Phi_{\text{thb}}$. Das Si-Substrat wird aufgeschmolzen, die SiO₂-Schicht jedoch nicht ablatiert. Rechts: $\Phi_0 > \Phi_{\text{thb}}$. Die SiO₂-Schicht wird auf der Fläche $\pi \frac{D^2}{4}$, die dem geschmolzenen Si-Bereich entspricht, ablatiert.

Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

Laserinduzierte Kristalldefekte in Form von Versetzungen, Fremdatomeinschlüssen, Leerstellen oder Amorphisierung führen in Halbleiterbauteilen zu verstärkter Rekombination aufgrund in die Bandlücke des Halbleiters eingebrachter Energiezustände. Transmissionselektronenmikroskopaufnahmen eignen sich dazu, diese Kristalldefekte sichtbar zu machen, und ermöglichen somit die Interpretation der Befunde der in den Kap. 7, 8.5 und 8.6 durchgeführten elektrischen Charakterisierung laserinduzierter Defekte. Zu diesem Zweck wurden aus laserbearbeiteten Proben mittels *Focused Ion Beam*-Technologie (FIB) < 200 nm dünne TEM-Lamellen herausgearbeitet, die den oberflächennahen Bereich der Proben im Querschnitt zeigen. Abbildung 8.6 stellt REM-Aufnahmen von drei Probenoberflächen während der Präparation zur Herstellung der TEM-Lamelle dar. Zunächst wird auf dem Bereich, dessen Querschnitt für die Untersuchung von Interesse ist, eine Schutzschicht aus einem Pt-C-Komposit abgeschieden (Abb. rechts und links). Hierzu wird in die Vakuumkammer des Mikroskops Pt-haltiges Gas eingelassen, das unter Elektronenbeschuss

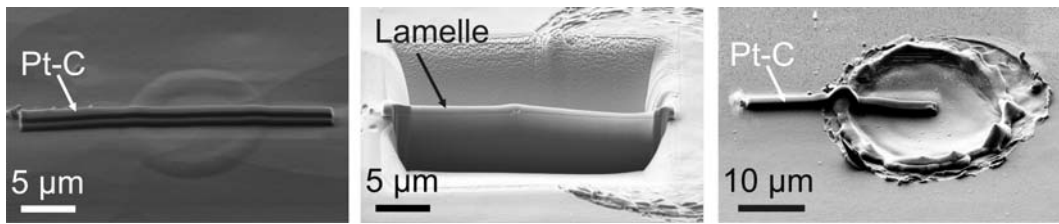


Abbildung 8.6: REM-Aufnahmen von Laserspots auf oxidierten (100)-Si-Wafern während der *Focused Ion Beam* (FIB)-Preparation von TEM-Lamellen. Links: ps-Laserpuls ($\lambda = 532$ nm) mit $\Phi_0 = 0,3$ J/cm². Mitte: ps-Laserpuls ($\lambda = 532$ nm) mit $\Phi_0 = 4,5$ J/cm². Rechts: ns-Laserpuls ($\lambda = 355$ nm) mit $\Phi_0 = 2$ J/cm².

zur Abscheidung der Schutzschicht auf der Oberfläche führt. Anschließend wird das umliegende Material mit einem Ga⁺-Ionenstrahl entfernt (Abb. Mitte). Die resultierende Lamelle kann dann der Probe entnommen und nach weiterem Dünnen untersucht werden.

Abbildung 8.7 zeigt Übersichtsaufnahmen der Querschnitte von Laserspots auf drei in Kapitel 8.5 diskutierten Proben (Abb. 8.16, I, II, III). Die thermisch oxidierten Proben wurden mittels eines 532 nm ps-Lasers mit Einzelpulsen der nominellen

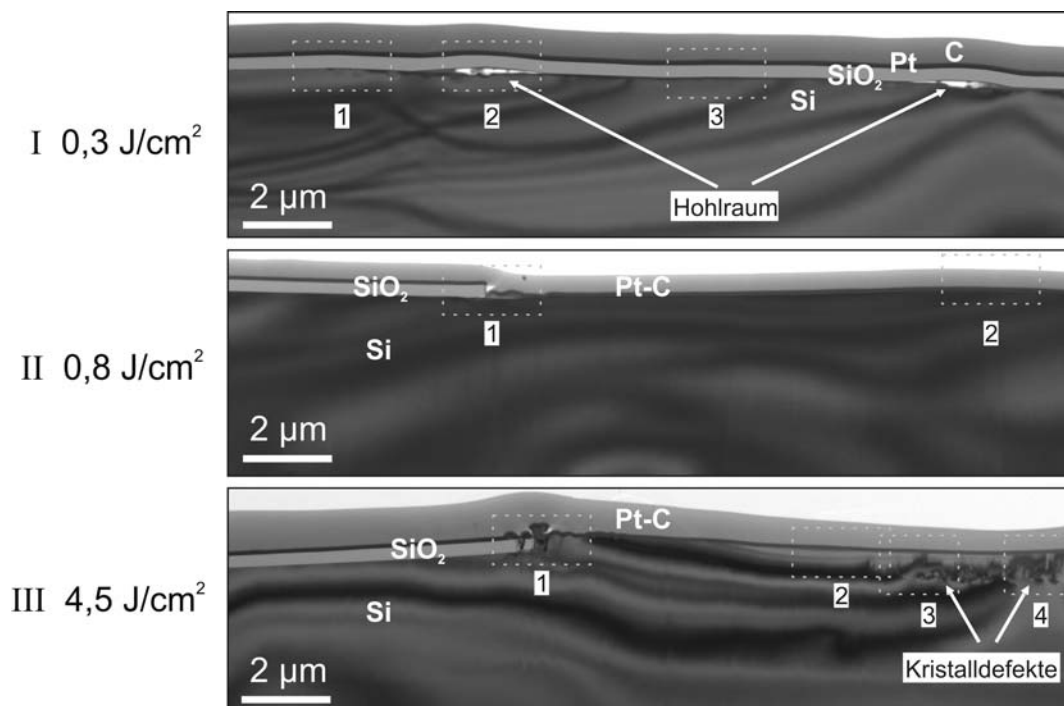


Abbildung 8.7: TEM-Aufnahmen von ps-Laserspots ($\lambda = 532$ nm) auf einer oxidierten (100)-Si-Waferoberfläche im Querschnitt. Die Maximalfluenz der Einzellaserpulse betrug $0,3$ J/cm² (Probe I), $0,8$ J/cm² (Probe II) und $4,5$ J/cm² (Probe III).

Maximalfluenzen 0,3 J/cm² (I, Abb. 8.6 links), 0,8 J/cm² (II) und 4,5 J/cm² (III, Abb. 8.6 Mitte) bestrahlt. Die geringe Fluenz von 0,3 J/cm² liegt im Bereich der Ablationsschwelle des Prozesses (vergl. Tab. 8.1), so dass die Bestrahlung von Probe I aufgrund der Pulsenergieschwankungen der Laserstrahlquelle nicht bei jedem Puls zur Ablation der SiO₂-Schicht führte. Für die Untersuchung der laserinduzierten Schädigung wurde hier bewusst eine Laserspot ausgesucht, welcher eine intakte SiO₂-Schicht aufweist. Dem Querschnitt dieses Laserspots I ist zu entnehmen, dass sich jeweils am Rand des Laserspots Hohlräume gebildet haben, was dem Eindruck der REM-Aufnahme des untersuchten Laserspots in Abb. 8.6 entspricht. Eine Beschreibung zur Entstehung der Hohlräume kann dem Abschnitt *Rasterelektronenmikroskopie* dieses Kapitels entnommen werden. Im Gegensatz zur Probe I wurde die SiO₂-Schicht auf Probe II bei einer Maximalfluenz von 0,8 J/cm² im gesamten Laserspotbereich entfernt. Der Querschnitt von Probe III zeigt die in der REM-Aufnahme in Abb. 8.6 (Mitte) beobachtbaren Verwerfungen der Si-Oberfläche am Rand des Laserspots. Zusätzlich sind in der Mitte des Laserspots Kristalldefekte zu erkennen, die aus der hohen Maximalfluenz von 4,5 J/cm² resultieren. Für eine nähere Untersuchung der Proben I-III wurden die in den drei Übersichtsaufnahmen nummerierten und gestrichelt eingerahmten Bereiche mit einer höheren Vergrößerung betrachtet. Diese Detailaufnahmen sind den Abbildungen 8.8, 8.9 und 8.10 zu entnehmen.

Im Bereich 1 am äußeren Rand des Laserspots I (Abb. 8.8, I1, I1a und I1b) sind bei dieser Vergrößerung auf einer Breite von ca. 700 nm Versetzungen zu erkennen. Diese verlaufen parallel zur Si/SiO₂-Grenzfläche und sind vermutlich auf mechanische Spannungen zurückzuführen, die durch die Deformation der SiO₂-Schicht oder während der Erhaltung des Schichtsystems entstanden sind. Abbildungen I1a und I1b zeigen die Defekte in einer höheren Vergrößerung. Den Detailaufnahmen I2 und I2a des Hohlraums zwischen dem Si-Substrat und der SiO₂-Schicht von Probe I ist zu entnehmen, dass verdampftes Si auf der Unterseite der SiO₂-Schicht kondensiert und dort in Tröpfchenform erstarrt ist. Dieser Befund stützt die These des Anhebens der SiO₂-Schicht aufgrund entstehenden Si-Dampfes. Das Si-Substrat weist in

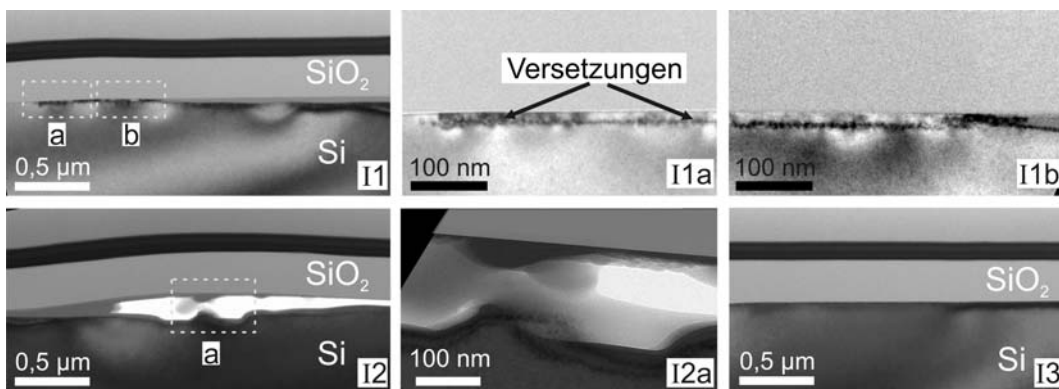


Abbildung 8.8: TEM-Aufnahmen der in Abb. 8.7 markierten Bereiche 1-3 der Probe I in hoher Vergrößerung.

diesem Bereich sowie im Zentrum des Laserspots (I3) keinerlei Defekte auf. Das geschmolzene Si ist demnach im gesamten Laserspotbereich epitaktisch rekristallisiert.

Die charakteristischen Kristalldefekte, die auf einer Breite von 700 nm im Randbereich des Laserspots I detektiert wurden, sind auch im Querschnitt von Probe II nach einer $0,8 \text{ J/cm}^2$ Bestrahlung zu beobachten. Im Fall der höheren Pulsenergie weist der geschädigte Bereich jedoch im Vergleich eine geringere Breite von nur 300 nm auf (Abb. 8.9, II1 und II1a). Dieser Befund deckt sich mit dem Ergebnis, dass sowohl bei der Abschätzung der Wirkungsgradverluste nach SiO_2 -Ablation auf Emittergebiet (Abb. 7.4) als auch bei der Bestimmung von lokalen Emittersättigungsstromdichten in laserbearbeiteten Bereichen (Abb. 8.16) für Maximalfluenszen $\Phi_0 < 0,7 \text{ J/cm}^2$ höhere Rekombinationsverluste detektiert wurden als im Fall von geringfügig höheren Fluenszen. Im Laserspotzentrum auf Probe II sind keine Kristalldefekte zu beobachten (Abb. II2).

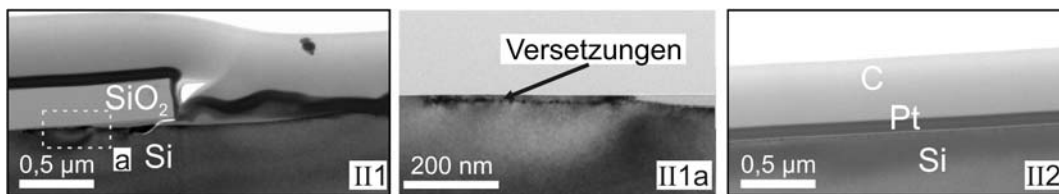


Abbildung 8.9: TEM-Aufnahmen der in Abb. 8.7 markierten Bereiche 1 und 2 der Probe II in hoher Vergrößerung.

Abbildung 8.10 zeigt Detailaufnahmen von Probe III, die mit $4,5 \text{ J/cm}^2$ Maximalfluenszen bestrahlt wurde. Auf dieser Probe sind keine Defekte im Randbereich des Laserspots zu beobachten (III1 und III1a). Auch in den Bereichen mit aufgeworfener Si-Oberfläche sind keine Versetzungen zu finden (III1b). Das bedeutet, dass der Eindruck großer Schädigungen in diesem Bereich, wie er aus Lichtmikroskop- und REM-Aufnahmen entstehen könnte, täuscht. Die Si-Oberfläche ist nicht eben aber dennoch epitaktisch rekristallisiert. Auch weiter zur Spotmitte hin sind in der Oberfläche keine Defekte zu finden (Aufnahme III2). Mit einem Abstand von ca. $7 \mu\text{m}$ zum Laserspotrand setzt Defektbildung in der rekristallisierten Si-Oberfläche ein (III3 und III4). Bei einem Spotdurchmesser von $25 \mu\text{m}$, einem Fokusradius von $13,5 \mu\text{m}$ (s. Abb. 8.13) und einer Maximalfluenszen von $4,5 \text{ J/cm}^2$ ergibt sich für diese Position aus Gl. 6.2 eine Energiedichte von $(3,1 \pm 0,1) \text{ J/cm}^2$. Dieses Ergebnis stimmt mit einem beobachteten Anstieg von Emittersättigungsstromdichten bei Maximalfluenszen $> 3 \text{ J/cm}^2$ (Abb. 8.16) sowie mit steigenden Rekombinationsverlusten im Fall von laserbearbeiteten Dioden mit flachen Emittern (Abb. 7.3 und 7.4) überein und legt die Gründe für die erhöhte Rekombination in Form dieser ausgeprägten Defektbildung dar.

Neben den ps-laserbearbeiteten Proben I-III wurde auch eine ns-laserbearbeitete Probe nach SiO_2 -Ablation mittels TEM-Aufnahmen auf Kristalldefekte untersucht. Eine REM-Aufnahme des untersuchten Laserspots ist in Abb. 8.6 (rechts) zu sehen. Dieser Laserspot entstand durch die Bestrahlung eines oxidierten Wafers mit 355 nm

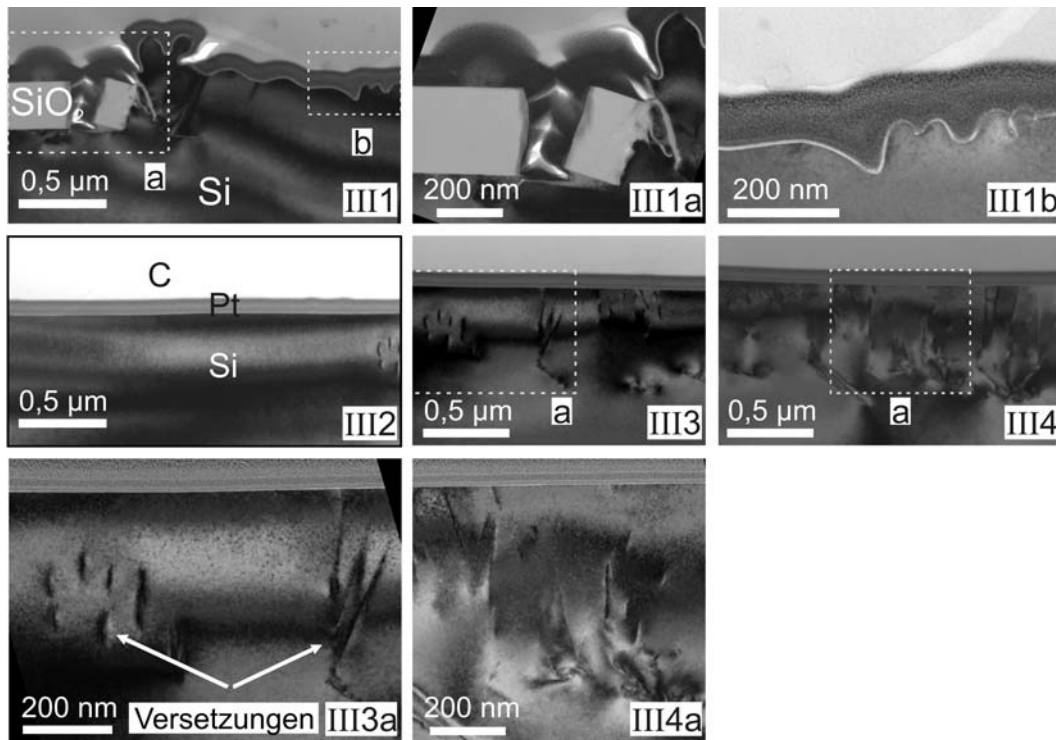


Abbildung 8.10: TEM-Aufnahmen der in Abb. 8.7 markierten Bereiche 1-4 der Probe III in hoher Vergrößerung.

Wellenlänge und ca. 2 J/cm^2 Maximalfluenz. Das entspricht der Schwelle zur Ablation von SiO₂ der vorliegenden Dicke bei einem UV-ns-Laser. Wie der REM-Aufnahme zu entnehmen ist, erfolgt bei der SiO₂-Ablation mittels ns-Laser durch den Ablationsdruck ein Schmelzaustrieb, der zur Bildung eines Grats am Rand des Spots führt. Die Schmelztiefe ist für den langen Laserpuls aufgrund der großen thermischen Eindringtiefe deutlich stärker ausgeprägt als bei kurzen ps-Laserpulsen. Der Grat ist in der Übersichtsaufnahme der TEM-Lamelle, welche den Querschnitt des Laserspots zeigt, deutlich erkennbar (Abb.8.11, oben). Den Detailaufnahmen ist zu entnehmen, dass der Übergangsbereich am Laserspotrand (1) schwer definierbare Defekte aufweist (1a), der Grat mit einzelnen Versetzungen durchzogen ist (2) und der Krater im Inneren des Laserspots vollständig defektfrei rekristallisiert ist (3). Diese Befunden passen zu den Ergebnissen der elektrischen Untersuchung hinsichtlich des Vergleichs von ns- und ps-Laserablation mit der Anwendung auf Si-Bauteile. Die im Fall der SiO₂-Ablation mittels ns-Laser auf Emittorgebiet anhand einer Diodenkennlinie detektierten Kurzschlüsse (Abb. 7.1) können mit dem beobachteten Schmelzaustrieb erklärt werden. Bei der SiO₂-Ablation auf Basisoberflächen von PERC-Solarzellen hingegen, hat sich kein Spannungsunterschied im Vergleich zwischen ns-, ps- und fs-Laser ergeben (s. V_{oc} , Abb. 7.5). Auch dieses Ergebnis korreliert mit den TEM-Aufnahmen. In beiden untersuchten Fällen, der ns- und ps-Laserablation, wurden ausschließlich im Laserspotrandbereich geringe Defektdichten detektiert. Während die Defekte im ns-Laserspot im Grat eingeschlossen

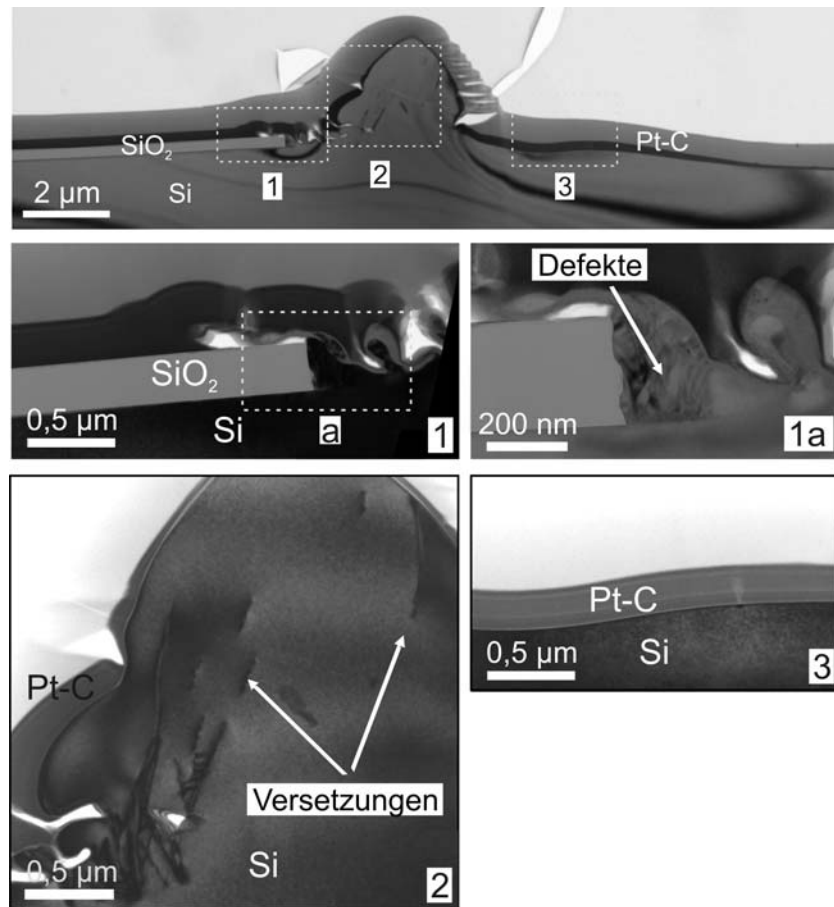


Abbildung 8.11: TEM-Aufnahmen von einer oxidierten (100)-Si-Waferoberfläche im Querschnitt nach ns-Einzelpulsbestrahlung ($\lambda = 355 \text{ nm}$) mit einer Maximalfluenz von 2 J/cm^2 .

zu finden sind, liegen die Defekte im Randbereich des ps-Laserspots oberflächennah vor. Das ist ein Hinweis zur Erklärung des Kontaktwiderstandunterschieds zwischen ns-Laser- und ps-Laser-geöffneten Basiskontaktbereichen (s. R_s , Abb. 7.5). Möglicherweise fungieren die Defekte nach ps-Laserablation als Schwächung der oberflächennahen Si-Bindungen und fördern somit das Lösen des Siliciums im Aluminium-Kontaktmetall während des Temperns der Kontakte.

8.3 Ablationsschwellfluenzen

Wie in Kapitel 8.2 beschrieben, handelt es sich bei der Ablation von SiO_2 -Schichten auf Siliciumwafern um einen zweistufigen Prozess. Entsprechend anderer Ablationsprozesse können auch für diesen Prozess Schwellfluenzen definiert und bestimmt werden. Sie sind für die Auslegung eines Lasersystems für diese Anwendung von fundamentaler Bedeutung. Für den Prozess der Laserablation von SiO_2 -Schichten auf Si-Substraten lassen sich zwei Schwellfluenzen bestimmen: die Schwelle zum Auf-

schmelzen des absorbierenden Si-Substrates $\Phi_{\text{th m}}$ und die Schwelle zum Aufbrechen der zu entfernen SiO₂-Schicht $\Phi_{\text{th b}}$.

$\Phi_{\text{th m}}$ und $\Phi_{\text{th b}}$ in Abhängigkeit der SiO₂-Schichtdicke

Die in Kapitel 6.2 vorgestellte Methode zur Bestimmung von Schwellfluenzen wurde in dieser Arbeit angewendet, um die Schwellfluenz zum Aufschmelzen von Si unterhalb einer thermisch gewachsenen SiO₂-Schicht in Abhängigkeit der Schichtdicke d_{SiO_2} zu bestimmen. Hierzu wurden auf glanzgeätzten (100)-orientierten Si-Wafern unterschiedlich dicke SiO₂-Schichten aufgewachsen und diese mit Einzelpulsen unterschiedlicher Energie des in 6.1 beschriebenen Pikosekundenlasers bestrahlt. Für diesen Laser ist die Annahme eines perfekten gaußschen Strahlprofils gut erfüllt, da er eine Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,2$ aufweist. Parallel zu den beschichteten Substraten wurden blanke Si-Wafer auf gleiche Weise mit dem Laser bearbeitet. Die auf den beschichteten Substraten resultierenden Spotdurchmesser, die in dieser Arbeit durch eine farbliche Veränderung im Vergleich zu nicht laserbearbeiteten Bereichen definiert sind, wurden vermessen. Entsprechend Kapitel 8.2 wird dieser Bereich als während der Bestrahlung geschmolzenes Si interpretiert. Im Fall der unbeschichteten Si-Probe wurde der unter dem Lichtmikroskop gut sichtbare während der Bestrahlung aufgeschmolzene Bereich als Laserspot gewertet. Die gemessenen Spotdurchmesser D wurden quadriert und für jede Oxidschichtdicke und Laserwellenlänge über der Pulsenergie E_P aufgetragen.

Abbildung 8.12 zeigt das Beispiel für das Verhalten des quadrierten Spotdurchmessers D^2 in Abhängigkeit der verwendeten Pulsenergie E_P für eine 112 nm dicken SiO₂-Schicht. Der Graph enthält Daten zu allen drei Wellenlängen 1064 nm (IR, rot), 532 nm (VIS, grün) und 355 nm (UV, blaue Symbole) des verwendeten ps-Lasers. Zusätzlich wurde vereinzelt neben der verwendeten Wellenlänge und der SiO₂-Schichtdicke auch der $1/e^2$ -Fokusradius ω_0 durch die Verwendung unterschiedlicher Fokussierlinsen variiert. In Graph 8.12 sind unterschiedliche Fokusradien durch unterschiedliche Symbolformen dargestellt. Diese Datensätze wurden entsprechend Kapitel 6.2 durch die Anpassung der Parameter ω_0 und $\Phi_{\text{th m}}$ mittels der Gleichung 6.6 beschrieben. Die beschreibenden Funktionen (Linien) sowie die resultierenden Werte für ω_0 und $\Phi_{\text{th m}}$ sind dem Graphen in Abbildung 8.12 hinzugefügt. Die exemplarisch eingezeichneten Fehlerbalken beziehen sich auf die Herstellerangaben zur Unsicherheit des Messkopfs bei der Bestimmung der Pulsenergie von $\pm 5\%$ und der abgeschätzten Unsicherheit bei der Bestimmung der Spotdurchmesser von $\pm 1 \mu\text{m}$. Neben der Schwelle zum Aufschmelzen des Si-Substrates wurde auch die Schwelle zum Abplatzen der SiO₂-Schicht in Abhängigkeit der Schichtdicke bestimmt. Hierfür wurden für jeden Fokusradius, jede Wellenlänge und SiO₂-Schichtdicke die geringsten Pulsenergien bestimmt, die mit der Ablation der SiO₂-Schicht einhergehen. Mittels Gleichung 6.4 und den bestimmten ω_0 -Werten kann aus diesen Pulsenergien die im Zentrum des Strahlprofils vorliegende maximale Energiedichte Φ_0 berechnet werden. Da diese Maximalfluenz der Schwellpulsenergie $E_{\text{th b}}$ zugeschrieben werden kann und mit ihrer Überschreitung eine Ablation der SiO₂-Schicht gewährleistet ist, entspricht sie der Schwellfluenz zum Aufbrechen der Schicht $\Phi_{\text{th b}}$. Wie in Kapitel 8.2

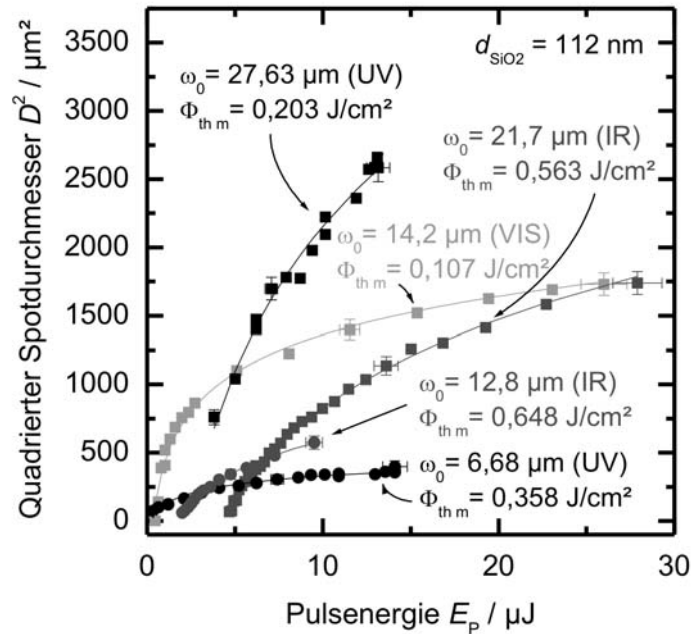


Abbildung 8.12: Quadrierte gemessene Spotdurchmesser D^2 nach Bestrahlung eines SiO_2 -beschichteten (100)-Si-Wafers ($d_{\text{SiO}_2} = 112 \text{ nm}$) mittels verschiedener Wellenlängen (IR = 1064 nm, VIS = 532 nm, UV = 355 nm) eines ps-Lasers aufgetragen über die zugehörigen Pulsenergie E_p .

beschrieben, wird diese Fluenz als Schwelle zur Ausbildung eines ausreichend hohen Dampfdruckes unter der Schicht interpretiert, der zum mechanischen Versagen der Schicht, d.h. zum Aufbrechen und Ablatieren führt.

Die Ergebnisse der Fokusradien ω_0 (a) sowie der Schwellfluens $\Phi_{\text{th,m}}$ (gefüllte Symbole) und $\Phi_{\text{th,b}}$ (offene Symbole) in Abhängigkeit der SiO_2 -Schichtdicke d_{SiO_2} sind in Abbildung 8.13 zusammengefasst. Erwartungsgemäß ergeben sich für die Fokusradien ω_0 in Graph a) von der SiO_2 -Schichtdicke unabhängige Werte. Die unterschiedlichen Fokusradien gleicher Wellenlänge sind mit verschiedenen Symbolformen gleicher Farbe dargestellt und werden auch in Graph b) durch diese Symbole repräsentiert.

Die ermittelten Werte für die Schwellfluens zum Aufschmelzen des Si-Substrates $\Phi_{\text{th,m}}$ in Graph b) zeigen eine Streuung über die Schichtdicke d_{SiO_2} . Die ermittelte Schwellfluenz für das Aufschmelzen von blankem glanzgeätzten (100)-Si ($d_{\text{SiO}_2} = 0$) für die Wellenlänge 532 nm von $0,45 \text{ J/cm}^2$ ist vergleichbar mit Literaturwerten von $0,4 \text{ J/cm}^2$ [113]. Es ist jedoch bemerkenswert, dass die Schwelle für das Aufschmelzen von Si ohne SiO_2 -Beschichtung für alle Wellenlängen deutlich höher liegen, als im Fall der beschichteten Proben.

Gemäß der Interpretation der Schwelle $\Phi_{\text{th,b}}$ als Maß für einen kritischen Si-Dampfdruck, liegen diese Werte oberhalb der Werte für die Schwelle zum Aufschmelzen des Siliciums $\Phi_{\text{th,m}}$. Sie stellen somit den prozesslimitierenden Faktor dar und sind

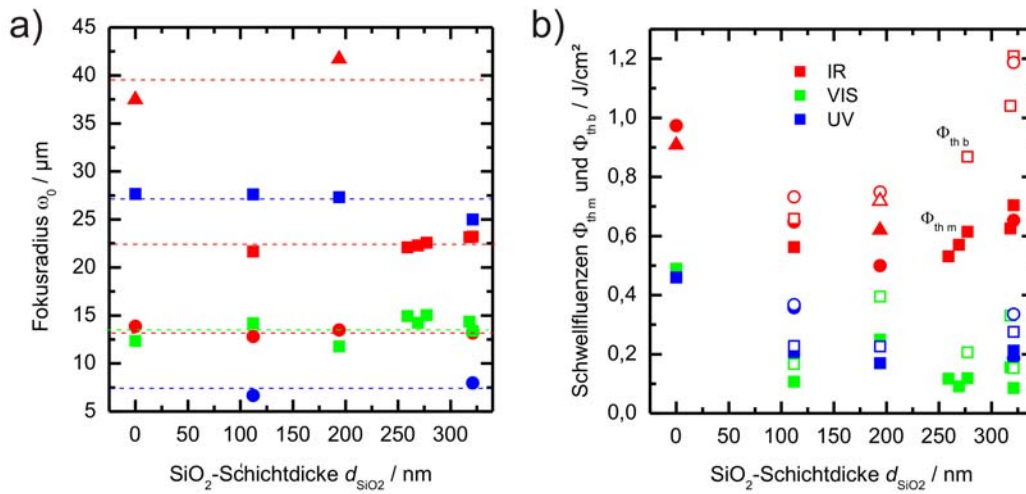


Abbildung 8.13: Mittels Liu-Methode experimentell bestimmte Fokusradien ω_0 (a) und Si-Schmelzschwellfluenzen $\Phi_{th,m}$ (gefüllte Symbole, b) in Abhängigkeit von der SiO_2 -Schichtdicke d_{SiO_2} . Zusätzlich sind die aus den kleinsten geöffneten Spottedurchmessern bestimmten Schwellfluenzen für das Aufbrechen der SiO_2 -Schicht in Graph b) eingetragen (offene Symbole).

für die Auslegung von Lasersystemen die relevante Größe. Die Werte sind schichtdickenabhängig und können aus Abbildung 8.13 abgelesen werden. Für 1064 nm Wellenlänge (IR) liegen die Werte im Bereich von $0,7 - 1,2 \text{ J/cm}^2$, für 532 nm (VIS) von $0,1 - 0,35 \text{ J/cm}^2$ und für 355 nm (UV) von $0,2 - 0,4 \text{ J/cm}^2$. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst.

Tabelle 8.1: Schwellfluenz $\Phi_{th,b}$ zum Ablatieren von SiO_2 -Schichten auf (100) Si-Substraten in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge λ .

	$\lambda = 1064 \text{ nm}$ IR	$\lambda = 532 \text{ nm}$ VIS	$\lambda = 355 \text{ nm}$ UV
$\Phi_{th,b}$	$0,7 - 1,2 \text{ J/cm}^2$	$0,1 - 0,35 \text{ J/cm}^2$	$0,2 - 0,4 \text{ J/cm}^2$

Ein in Graph 8.13 nicht berücksichtigter Einfluss auf die Schwellfluenzen $\Phi_{th,m}$ und $\Phi_{th,b}$ stellt die schichtdicken- und wellenlängenabhängige Reflexion der eingestrahlten Laserleistung an der Probenoberfläche dar. Um einen direkten Vergleich der Schwellfluenzen, bzw. der absorbierten Energiedichten zu ermöglichen, muss die Reflexion des Schichtsystems berücksichtigt werden, da die Reflexion der Laserstrahlung auf den Probenoberflächen einen großen Einfluss auf die Menge der absorbierten Laserleistung hat. Neben der Reflexion beeinflusst auch direkte Absorption der Laserstrahlung in der SiO_2 -Schicht die im Si-Substrat absorbierte Energiedichte. In der Literatur wurden jedoch Werte für den optischen Durchbruch von SiO_2

aufgrund nichtlinearer optischer Prozesse für einen 780 nm 9 ps-Laser zu 4 J/cm^2 bestimmt (siehe Kap. 2.6). Dieser Wert liegt deutlich oberhalb aller in Abb. 8.13 b) gezeigten Schwellfluenszen von $< 1,2 \text{ J/cm}^2$. Dieses Ergebnis bestätigt, dass nichtlineare Absorption der Laserstrahlung in der SiO_2 -Schicht keine signifikante Rolle in dem Ablationsprozess spielt. Es liegt demnach keine Beeinflussung der im Silicium absorbierten Leistung durch Absorption im SiO_2 vor.

Interne Schwellfluenszen $\Phi_{\text{ith m}}$ und $\Phi_{\text{ith b}}$

Um die ermittelten Schwellfluenszen von nicht beschichteten und unterschiedlich dick beschichteten Proben direkt miteinander vergleichen zu können, muss für die Schwellfluenszen die tatsächlich im Si absorbierte Leistung, d.h. eingestrahlte Leistung nach Abzug der an der Ober- und Grenzfläche reflektierten Leistung, betrachtet werden. Hierfür wurden bei 300 K simulierten Reflexionsgrade (Kap. 5.2.3, Abb. 5.5) von den in Abbildung 8.13b) gezeigten Werten für $\Phi_{\text{th m}}$ und $\Phi_{\text{th b}}$ abgezogen, um interne Schwellfluenszen zu ermitteln. Bei dieser Betrachtungsweise werden folgende Annahmen getroffen:

1. Jegliche Absorption von Laserleistung in der dielektrischen SiO_2 -Schicht wird vernachlässigt. Wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden konnte, ist diese Annahme sehr gut erfüllt, da nennenswerte nichtlineare Absorption in der SiO_2 -Schicht ausgeschlossen werden kann.
2. Die Reflexion wird als temperaturunabhängig angenommen. Damit wird vor allem der Anstieg der Reflexion aufgrund des Aufschmelzens des Siliciums [152–154] (vergl. Abb. 5.5 b)) vernachlässigt. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Ablationsprozesse ist diese Näherung in den meisten Fälle jedoch hinreichend gut erfüllt, da Laserleistungen im Bereich der Schwellfluenszen zum Aufschmelzen von Si verwendet wurden. Die Kristallgittertemperatur steigt während des Laserpulses exponentiell an [155]. Daher schmilzt das Silicium erst gegen Ende des Laserpulses auf und der Laserstrahl wird zum größten Teil an festem Siliciumsubstrat reflektiert.

Die sich nach der Korrektur der Energiedichten um die reflektierte Leistung ergebenden internen Schwellfluenszen $\Phi_{\text{ith m}}$ (gefüllte Symbole) und $\Phi_{\text{ith b}}$ (offenen Symbole) sind in Abbildung 8.14 dargestellt. Symbolfarben und -formen sind entsprechend Abbildung 8.13 gewählt. Verglichen mit den externen Schwellfluenszen folgen die internen Schwellen für das Aufschmelzen des Si-Substrates $\Phi_{\text{ith m}}$ von SiO_2 -beschichteten Proben einem regelmäßigerem Muster. Von einer gewissen Streuung abgesehen, zeigen die Werte einer Wellenlänge ein über die SiO_2 -Schichtdicke konstantes Verhalten. Das entspricht der physikalischen Vorstellung für die Schwelle zum Aufschmelzen des Siliciums und rechtfertigt die getroffenen vereinfachenden Annahmen zur Korrektur der eingestrahlten Laserleistung. Auch dieses Ergebnis bestätigt die ursprüngliche Annahme, dass keine nennenswerte Absorption in der SiO_2 -Schicht während des Ablationsprozesses stattfindet. Wäre dies der Fall, wären

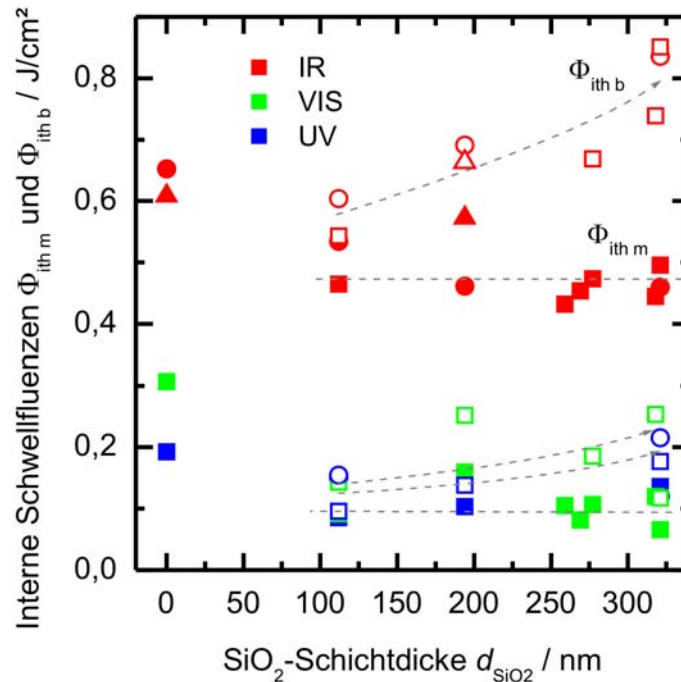


Abbildung 8.14: Interne Schwellfluenzen zum Aufschmelzen des Si-Substrates $\Phi_{ith\ m}$ und zum Aufbrechen der SiO_2 -Schicht $\Phi_{ith\ b}$ in Abhängigkeit der SiO_2 -Schichtdicke d_{SiO_2} .

zunehmende $\Phi_{ith\ m}$ -Werte mit zunehmendem d_{SiO_2} zu erwarten, da die parasitäre Absorption in der SiO_2 -Schicht mit zunehmender SiO_2 -Schichtdicke ansteigen würde. Das würde zu erhöhten Schwellfluenzen für das Aufschmelzen des Si-Substrates bei dicken SiO_2 -Schichten führen. Die $\Phi_{ith\ m}$ -Werte beschichteter Proben könne für die IR-Wellenlänge zu ca. $0,47\ J/cm^2$ und für VIS und UV zu ca. $0,1\ J/cm^2$ bestimmt werden. Interessanterweise liegen die Schwellen zum Aufschmelzen von blankem Si auch nach der Reflexionskorrektur für alle Wellenlängen etwa $0,1\ J/cm^2$ oberhalb der Werte für beschichtetes Si. Die Ursache für diesen Unterschied ist in den unterschiedlichen Energieverlusten während des Aufschmelzens zu suchen. Insbesondere das hochenergetische Plasma ist im Fall von beschichteten Proben unter der SiO_2 -Schicht eingeschlossen und trägt zur Energieübertragung auf das Si-Substrat bei, während es sich ohne SiO_2 -Beschichtung rasch von der Si-Oberfläche entfernt und somit einen signifikanten Energiefluss von dem Si-t weg bewirkt. Demzufolge treten für beschichtete Proben weniger Energieverluste auf, die in einen geringeren $\Phi_{ith\ m}$ -Wert resultieren.

Die internen Schwellfluenzen zum Aufbrechen der SiO_2 -Schicht weisen auch nach der Reflexionskorrektur ein von der Schichtdicke d_{SiO_2} abhängiges Verhalten auf. Am deutlichsten zeigt sich dieses Verhalten für die IR Wellenlänge. Dieses Verhalten ist sehr gut mit der Interpretation der Schwelle zum Aufbrechen der SiO_2 -Schicht durch einen ausreichend großen Si-Dampfdruck zu vereinbaren. Die mechanische Stabilität

der SiO₂-Schicht nimmt mit zunehmender Schichtdicke zu. Dementsprechend muss für dicke Schichten ein höherer Dampfdruck erzeugt werden, um diese aufzubrechen als für eine dünne Schicht.

Des Weiteren zeigen die Ergebnisse in Abb. 8.14 keine signifikanten Abhängigkeiten der Schwellfluenzen von dem Fokusradius ω_0 .

8.4 Spezifische Kontaktwiderstände von ps-Laserkontaktöffnungen

Die nach Kapitel 6.3 bestimmten spezifischen Kontaktwiderstände ρ_k in SiO₂-Kontaktöffnungen nach ps-Laserablation sind in Abb. 8.15 dargestellt. Graph a) zeigt Kontaktwiderstände zu überoxidierten n^+ -Emitteroberflächen ($40 \text{ } \Omega/\text{sq}$, $N_{\text{dop,OF}} \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), Graph b) zu Basismaterial mit einem spezifischen Widerstand von $0,5 \text{ } \Omega\text{cm}$ ($N_{\text{dop}} \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

Die Betrachtung der Kontaktwiderstände zu n^+ -Emittergebiet in Graph a) erfolgt für IR (Quadratsymbole) und VIS (Kreissymbole) ps-Laserstrahlung in Abhängigkeit der verwendeten Maximalfluenzen Φ_0 im Vergleich zu nasschemisch (HF) geätzten Kontaktöffnungen (Dreiecksymbole). Anders als bei allen anderen in dieser

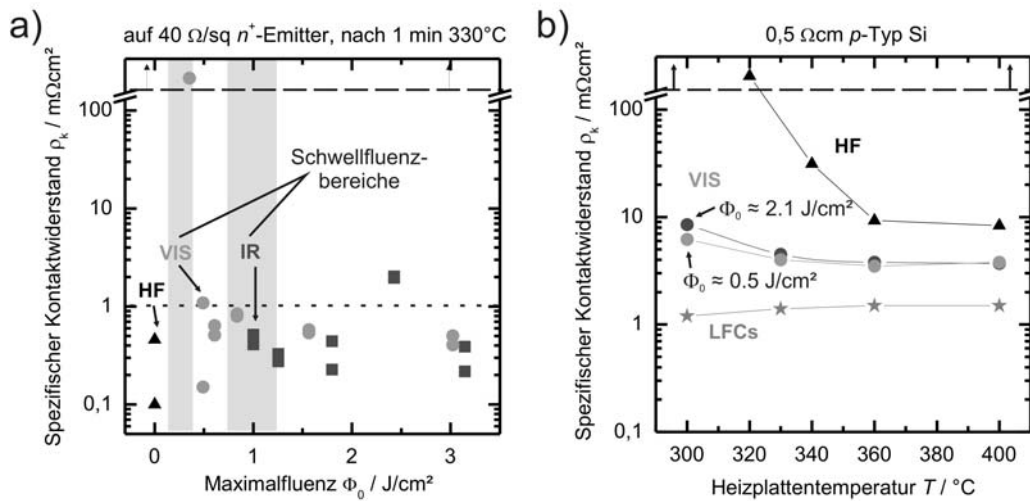


Abbildung 8.15: Gemessene spezifische Kontaktwiderstände ρ_k in lokalen Kontaktöffnungen. a) Kontaktwiderstände auf einem $40 \text{ } \Omega/\text{sq}$ Phosphoremitter nach SiO₂-Ablation mittels Yb:YVO₄-ps-Laser mit den Wellenlängen 1060 nm (IR) und 515 nm (VIS) im Vergleich zu nasschemisch geätzten Öffnungen (HF). b) Kontaktwiderstände in VIS-ps-Laserkontaktöffnungen (532nm, Nd:YVO₄) im Vergleich zu *Laser-Fired Contacts* (LFCs) und nasschemisch geätzten Öffnungen (HF) auf $0,5 \text{ } \Omega\text{cm}$ p-Typ Si-Material. Die Werte sind aufgetragen über die Heizplattentemperatur beim iterativen einmütigen Tempern der Kontakte.

Arbeit gezeigten Untersuchungen, wurden die Ergebnisse in Graph a) mit einem Yb:YVO₄-Scheiben-ps-Laser der Firma *TRUMPF* mit einer IR-Wellenlänge von 1030 nm und einer VIS Wellenlänge von 515 nm realisiert. Mit dem ansonsten verwendeten Nd:YVO₄-ps-Laser wurden die Ergebnisse bestätigt, lagen jedoch nicht in der gezeigten Breite vor. Daher bietet es sich an, die vollständigeren Ergebnisse des Yb:YVO₄-Lasers darzustellen. Den Daten ist zu entnehmen, dass sich nach einer einminütigen Temperung der Aluminium-Kontakte bei 330°C sowohl für die IR- als auch für die VIS-Wellenlänge ρ_k -Werte von $< 1\text{m}\Omega\text{cm}^2$ realisieren lassen. Die Werte der ps-Laserkontaktöffnungen sind damit vergleichbar mit nasschemisch geätzten Öffnungen. Insofern die Maximalfluenz Φ_0 bei der Ablation die in Kap. 8.3 diskutierte Ablationsschwelle Φ_{thb} überschreitet, ist keine signifikante Abhängigkeit der Kontaktwiderstände von der verwendeten Pulsenergie zu beobachten, mit Ausnahme einer leichten Tendenz zu geringeren Kontaktwiderständen bei höheren Maximalfluenzen. Die Bereiche der schichtdickenabhängigen Ablationsschwellfluenzen für IR und VIS sind in dem Graphen mit grauen Balken hinterlegt (vergl. Tab. 8.1). Für die sichtbare Wellenlänge führt ein Unterschreiten des obersten Schwellbereiches zu einem unauswertbar hohen Kontaktwiderstand. Das bedeutet, dass die SiO₂-Schicht für diese Pulsenergie nicht ablatiert wurde. Für die IR Wellenlänge hingegen führen auch Maximalfluenzen unterhalb des obersten Schwellfluenzbereiches zu einer Ablation der Schicht. Dies stellt eine Unstimmigkeit dar, da die Dicke der ablatierten SiO₂-Schicht für beide Wellenlänge gleich groß war, und deutet auf einen Fehler bei der Bestimmung der Fokusradien ω_0 und damit bei der Bestimmung der Maximalfluenz Φ_0 für diesen Laser hin. Die Fokusradien wurden in diesem Fall nicht mit der Liu-Methode (Kap. 6.2) sondern über die Linsengleichung 6.5 bestimmt. Zusammenfassend ist dieser Untersuchung zu entnehmen, dass die SiO₂-Schicht für $\Phi_0 > \Phi_{\text{thb}}$ zuverlässig entfernt wird und spezifische Kontaktwiderstände resultieren, die vergleichbar mit nasschemisch geätzten Kontaktöffnungen sind.

Graph b) in Abb. 8.15 zeigt spezifische Basiskontaktwiderstände nach VIS-ps-Laserablation (Nd:YVO₄, 532 nm) für zwei Maximalfluenzen (0,5 und 2,1 J/cm², Kreissymbole) im Vergleich zu *Laser-Fired Contacts* (LFCs, Sternsymbole) und nasschemisch geätzten Kontaktöffnungen (HF, Dreiecksymbole). Die Kontaktwiderstände aller drei Kontaktformationen wurden in Abhängigkeit der Temperung der Kontakte bestimmt. Hierfür wurden die vier exemplarisch dargestellten Proben iterativ für eine Minute bei der angegebene Temperatur getempert und vermessen, bevor sie anschließend bei der nächst höheren Temperatur erneut getempert wurden. Den ermittelten Daten ist zu entnehmen, dass sich die geringsten Kontaktwiderstände von $\approx 1\text{m}\Omega\text{cm}^2$ mittels LFC-Kontakte realisieren lassen. Diese Kontakte bedürfen keiner Temperung. Die ps-Laserkontakte hingegen werden mit zunehmender Temperung ausgebildet und sättigen ab 360°C unabhängig von der gewählten Pulsenergie bei $\approx 4\text{m}\Omega\text{cm}^2$. Nasschemisch geätzte Kontaktöffnungen weisen im Vergleich deutlich höheren Widerstände auf. Bis zu einer Temperung von 320°C liegen die spezifischen Kontaktwiderstände in diesen Öffnungen deutlich über $100\text{m}\Omega\text{cm}^2$. Werte unterhalb von $10\text{m}\Omega\text{cm}^2$ werden erst in der Folge einer Temperung bei 360°C erreicht. Bei höheren Temperaturen sättigen die Widerstände auf einem Niveau von $\approx 8\text{m}\Omega\text{cm}^2$.

Somit weisen die nasschemischen Kontakte gegenüber den ps-Laserkontakten höhere Kontaktwiderstände auf, was sich in den Ergebnissen bezüglich des Serienwiderstandes der PERC-Solarzellen mit diesen Kontakten in Abb. 7.5 wider spiegelt. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in der Ausbildung oberflächennaher Kristalldefekte in Folge der Laserablation (s. Abschnitt *Transmissionselektronenmikroskopie* in Kap. 8.2). Die geschädigten Si-Bindungen in den Defekten könnten zu einem leichteren Lösen des Siliciums im Aluminium führen, wie es für amorphes Si in den sog. *COSIMA*-Kontakten beobachtet wurde [80].

8.5 Lokale J_{0e} -Werte laserbearbeiteter Emitterbereiche ($J_{0e,abl}$ -Werte)

Die Detailcharakterisierung von Rekombinationsverlusten aufgrund von laserinduzierter Schädigung nach der ps-Laserablation von SiO_2 -Schichten auf Emittergebiet wurde in dieser Arbeit anhand von lokalen Emittersättigungsstromdichten in den laserablatierten Bereichen $J_{0e,abl}$ durchgeführt. Die Herstellung und Auswertung der Proben für diese Untersuchung kann den Kapiteln 5.2.2 und 6.5.2 entnommen werden.

Abbildung 8.16 a) zeigt $J_{0e,abl}$ -Werte von Emittlern mit den Schichtwiderständen

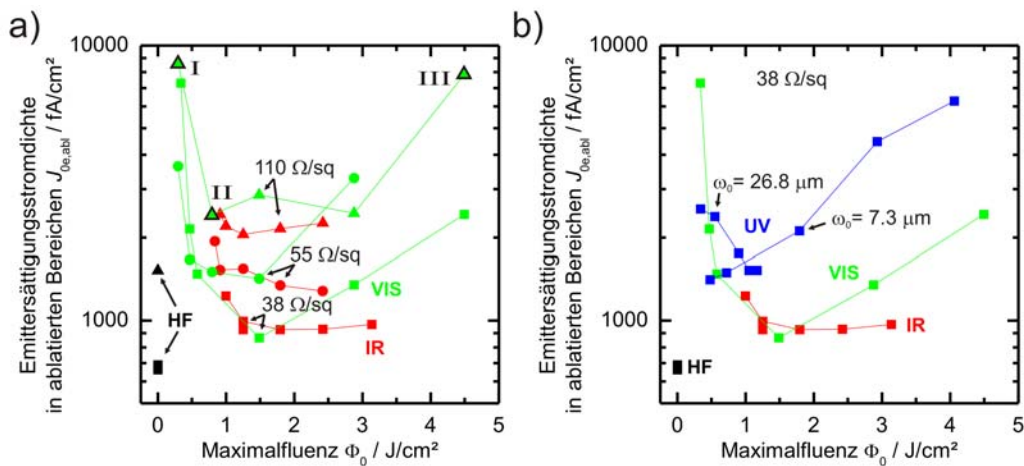


Abbildung 8.16: Emittersättigungsstromdichten in ps-laserablatierten Bereichen als Funktion der verwendeten Lasermaximalfluenz Φ_0 im Vergleich zu nasschemisch behandelten Emitterbereichen (HF). a) Für die Wellenlänge VIS (532 nm) und IR (1064 nm) auf Emittlern mit den Schichtwiderständen 38, 55 und 110 Ω/sq . Die eingekreisten Werte I, II und III entsprechen den in Kap. 8.2 untersuchten Proben. b) Für die Wellenlängen IR, VIS und UV (355 nm) auf einem 38 Ω/sq Emittler. Für die Ablation mittels UV-Laserstrahlung wurden zwei verschiedene Laserstrahldurchmesser $2\omega_0$ für die Ablation eingesetzt.

38 Ω/sq (Quadratsymbole), 55 Ω/sq (Kreissymbole) und 110 Ω/sq (Dreiecksymbole) nach der Ablation mittels IR- (rote Symbole) und VIS-Wellenlänge (grüne Symbole) in Abhängigkeit der verwendeten Pulsenergie bzw. Maximalfluenz Φ_0 . Als Referenzwerte für unpassivierte Emittorbereiche ohne laserinduzierte Schädigung sind die Werte von nasschemisch geätzten Emittorbereichen bei $\Phi_0 = 0$ eingetragen (schwarze Symbole). Wie zu erwarten, weisen die weniger stark diffundierten unpassivierten Emittor mit hohen Schichtwiderständen höhere Rekombination, d.h. höhere $J_{0e,abl}$ -Werte auf, als die stark diffundierten 38 Ω/sq -Emittor (vergl. Abb. 8.1a)). Das gilt sowohl für laserbearbeitete als auch für nasschemisch behandelte Emittorbereiche und ist auf die Dominanz der Oberflächenrekombination in unpassivierten Emittoren zurückzuführen. Der Unterschied im $J_{0e,abl}$ -Wert zwischen Emittoren, die bei optimalen Lasereinstellungen von 0,7 - 3 J/cm^2 bestrahlt wurden, und schädigungsfreien Emittorbereichen beträgt etwa einen Faktor 2. Dieser minimale Rekombinationsanstieg aufgrund der laserinduzierten Schädigung auf einem Niveau von 1 - 3 pA/cm^2 im Vergleich zu 0,7 - 1,5 pA/cm^2 für die HF-Referenzen ist ein hervorragendes Ergebnis in Bezug auf die Anwendung dieses Ablationsprozesses auf Hocheffizienzsolarzellen und stützt die Befunde der Wirkungsgradabschätzung nach ps-Laserablation auf Emittoren in Abb. 7.4. Im Gegensatz zur Beeinflussung des Wirkungsgrades einer Si-Solarzelle spielt die Tiefe des bestrahlten Emittors in dieser Untersuchung keine Rolle, da durch die Emittersättigungsstromdichte ausschließlich Defekte im Emittorvolumen, jedoch nicht in der Raumladungszone abgebildet werden. Das erklärt auch, warum die IR-Wellenlänge, die in dieser Untersuchung teilweise besser abschneidet als die VIS-Wellenlänge, anhand der Diodenkennlinien in Abb. 7.1 als nicht geeignet für den Ablationsprozess auf n^+ -Emittorgebiet eingestuft wurde. Die Diodenkennlinie nach ps-IR-Ablation wird durch die Rekombination in der Raumladungszone dominiert. Bemerkenswert an den Ergebnissen aus Graph 8.16 a) ist der Anstieg der $J_{0e,abl}$ -Werte bei Maximalfluenzen $< 1 \text{ J}/\text{cm}^2$ im Fall der IR-Strahlung und $< 0,7 \text{ J}/\text{cm}^2$ bei der VIS-Wellenlänge. Eine Erklärung für dieses Ergebnis liegt in der Bestimmung der Bezugsfläche der Rekombinationsströme bei der Auswertung der $J_{0e,abl}$ -Werte nach Gleichung 6.35. Die Schädigung wird hierbei dem geöffneten Flächenanteil f zugeschrieben. Auf diese Weise werden geschädigte, aber nicht ablatierte Bereiche auf den Teststrukturen, wie sie bei geringen Maximalfluenzen nahe der Ablationsschwelle aufgrund von Pulsenergieschwankungen auftreten, als Bezugsfläche nicht berücksichtigt. Die rekombinationsaktive Fläche wird somit unterschätzt, was zu einer Überschätzung der $J_{0e,abl}$ -Werte führt. Neben diesem Effekt wurden jedoch bei der Untersuchung der in Abb. 8.16 a) beschrifteten Proben I-III (grüne Dreiecksymbole mit schwarzer Einrahmung) mittels TEM-Aufnahmen tatsächlich in dem nominell mit 0,3 J/cm^2 bestrahlten, nicht ablatierten Spot auf Probe I mehr Kristalldefekte nachgewiesen, als in dem Laserspot auf Probe II nach 0,8 J/cm^2 Bestrahlung (s. Kap. 8.2, Abschnitt *Transmissionselektronenmikroskopie*). Bestätigt wird dieser Befund durch ein reduziertes abgeschätzten Wirkungsgradpotential einer Zelle, die mit Fluenzen $< 0,7 \text{ J}/\text{cm}^2$ bearbeitet wurde, im Vergleich zu einer 1,5 J/cm^2 bestrahlten Zelle (Abb. 7.4). Zwar wird zur Berechnung der Wirkungsgrade mit Gl. 7.1 ebenfalls der geöffnete Flächenanteil f auf den Dioden bestimmt.

In diesem Fall wurden jedoch ausschließlich Pulsenergien verwendet, die zu 100% zu einer Ablation der SiO₂-Schicht führten. Ein signifikanter Fehler bei der Bestimmung des Kontaktrekombinationsstroms J_{Kont} kann bei der Wirkungsgradabschätzung somit ausgeschlossen werden.

Abb. 8.16 b) zeigt die $J_{0e,abl}$ -Werte eines 38 Ω/sq-Emitters nach der Bestrahlung mit allen drei verfügbaren Wellenlängen des ps-Lasers (IR, VIS und UV) in Abhängigkeit der Maximalfluenz. Im geringen Maximalfluenzbereich von 0,5 - 1 J/cm² weisen alle drei Wellenlängen ähnliche Werte im Bereich von $\approx 1,5$ pA/cm² auf. Bei höheren Pulsenergien verhalten sich die Wellenlängen jedoch unterschiedlich: Je kürzer die Wellenlänge desto größer ist die Rekombinationsrate im Emittervolumen. Das korreliert mit der optischen Eindringtiefe der drei Wellenlängen. Je kürzer die Eindringtiefe ist, um so mehr Laserleistung wird pro Volumeneinheit in den Si-Kristall eingekoppelt. Wie in den TEM-Aufnahmen von Probe III in Abb. 8.10 III3 und III4 zu sehen ist, führen hohe Leistungsdichten zu massiven Defekten, die mehrere 100 nm tief sein können. Ein weiterer bemerkenswerter Punkt in Graph b) sind die Verläufe der $J_{0e,abl}$ -Werte für unterschiedliche Fokusradien ω_0 der UV-Wellenlänge. Demnach scheint ein geringer Strahlradius bei geringen Fluenzen < 1 J/cm² weniger Defekte im Randbereich des Laserspots zu verursachen, als ein großer Radius. Das könnte zum einen durch eine höhere Energiedichte in den Randbereichen mit $\Phi(x, y) < \Phi_{\text{thm}}$ begründet sein. Möglicherweise spielen hier auch Temperaturgradienten eine wichtige Rolle, die bei einem kleinen Fokusradius deutlich größer ausfallen, als bei einem großem Strahldurchmesser. Für die Anwendung auf einer Solarzelle liegt in der Variation des Fokusradius jedoch kaum Optimierungspotential, da sich der maximale Unterschied im $J_{0e,abl}$ -Wert von weniger als einem Faktor 2 zwischen den Fokusradien bei dem geringen geöffneten Flächenanteil auf einer Solarzelle kaum bemerkbar macht.

Da in einer Solarzelle die Kontaktöffnungen im metallisierten Zustand vorliegen, ist es für eine korrekte Beschreibung der elektrischen Kontakteigenschaften wichtig, den Einfluss einer Metallbeschichtung in den Öffnungen auf die Rekombinationseigenschaften der Emitter zu kennen. Hierfür wurde ein Teil der in Abb. 8.16 gezeigten Proben beidseitig mit einer nur wenige Nanometer dünnen Aluminium-Schicht bedampft. Die dünne Schicht ist optisch transmittiv, so dass die optische Anregung der Probe zur Vermessung der Ladungsträgerlebensdauer mittels QSSPC-Methode (Kap. 6.4.1) nicht behindert wird. Die Zustandsdichte an der elektrisch charakterisierten Oberfläche sollte jedoch der entsprechen, wie sie in metallisierten Emitterbereichen einer Solarzelle vorliegt. Abbildung 8.17 stellt den Einfluss der Metallisierung auf die Sättigungsstromdichte von laserablatierten Emitterbereichen für einen 38 Ω/sq-Emitter nach VIS- und IR-Laserstrahlablation dar. Der Graph umfasst Daten der bestrahlten Emitterbereiche sowohl für den nicht-passivierten (ohne Metall, Quadratsymbole) als auch für den metallisierten Zustand (mit Metall, Kreisymbole). Die Verschiebung zu höherer Rekombination aufgrund der Metallisierung ist insbesondere für optimierte Lasereinstellungen mit einem Faktor < 2 sehr gering. Damit entspricht das Ergebnis zum Einfluss des Metalls auf nicht passivierten Emitteroberflächen Beobachtungen aus der Literatur [156].

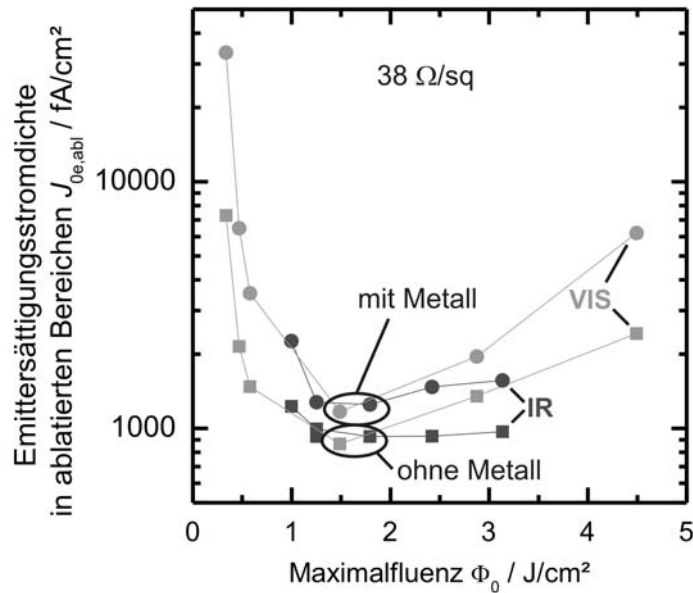


Abbildung 8.17: Emittersättigungsstromdichten in ps-laserablatierten Bereichen mit und ohne Metallkontakt.

8.6 Lokale S -Werte laserbearbeiteter Basisoberflächen (S_{abl} -Werte)

Die dem $J_{0e,abl}$ -Wert auf Emittiergebiet entsprechende Größe zur Charakterisierung der laserinduzierten Schädigung auf Basisgebiet stellt die lokale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{abl} in den laserablatierten Bereichen dar. Untersucht und verglichen wurden in dieser Studie die S_{abl} -Werte von LFCs (Gruppe A in Kap. 5.2.2), ps-Laserkontaktöffnungen (Gruppe B) und nasschemisch geätzten Photolithographiekontaktöffnungen (Gruppe C). Da diese Werte nicht unmittelbar zugänglich sind, wurde die in Kap. 6.5.3 beschriebene komplizierte Vorgehensweise zur Bestimmung dieses physikalischen Parameters verwendet. Diese umfasst eine Dickenvariation laserbearbeiteter Wafer. Die gemessenen Lebensdauern $\tau_{eff}(\Delta n, W)$ der Wafer wurden mittels einer Parameteranpassung durch Gl. 2.13 beschreiben, um somit die Parameter $S_{eff}(\Delta n)$ - und $\tau_{vol}(\Delta n)$ der Proben zu bestimmen.

Die $S_{eff}(\Delta n)$ -Werte für vollständig passivierte Oberflächen ($f = 0\%$, in diesem Fall gilt: $S_{eff} = S_{pass}$) sind in Abbildung 8.18 a) exemplarisch für die Wafer mit einem spezifischen Widerstand von $0,5 \Omega cm$ dargestellt. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem Konfidenzintervall der bestimmten Parameter, und geben den Wertebereich an, in dem die Parameter der Kurvenanpassung entsprechend mit 95%iger Wahrscheinlichkeit liegen. Auffällig in diesem Zusammenhang sind die S_{pass} -Werte der photolithographisch behandelten Referenzwafer der Gruppe C (Dreiecksymbole), die sich in ihren Werten deutlich von den übrigen Referenzwafern (Gruppe A und B, Quadratsymbole) unterscheiden. Offensichtlich hat das Belacken der Proben

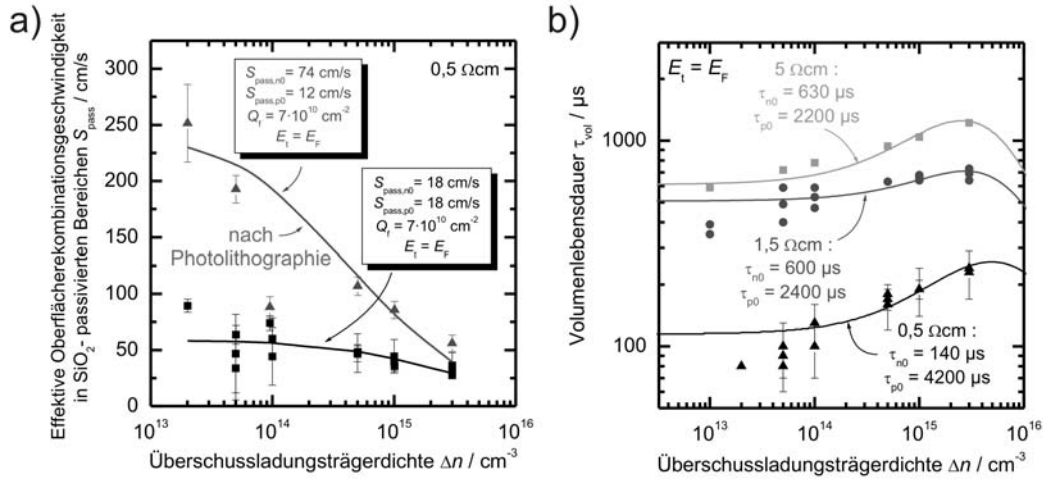


Abbildung 8.18: a) Experimentell ermittelte injektionsabhängige $S_{\text{pass}}(\Delta n)$ -Werte von ganzflächig SiO_2 -passivierten Oberflächen von 0,5 Ωcm Proben mit (Dreiecksymbole) und ohne (Quadratsymbole) photolithographischer Behandlung. Für die Bestimmung der Rekombinationsparameter $S_{n0,\text{pass}}$, $S_{p0,\text{pass}}$ und der Oberflächenladungsdichte Q_f der Oberfläche (s. Kasten) wurde das Girisch-Modell verwendet (Linien). b) Experimentell ermittelte injektionsabhängige Volumenlebensdauern $\tau_{\text{vol}}(\Delta n)$ der verwendeten 0,5, 1,5 und 5 Ωcm Materialien. Die Linien entsprechen der Beschreibung der Daten mittels SRH-Modell zur Bestimmung der Rekombinationsparametern τ_{n0} und τ_{p0} .

mit Photoresistlack, das Entwickeln oder Entfernen des Lackes zu einer Verschlechterung der Passivierqualität der SiO_2 -Schicht auf der Oberfläche geführt. Dieser Befund wurde bei der Auswertung der lokal mittels Photolithographie geöffneten Wafer berücksichtigt. Zur Beschreibung der passivierten Oberflächen wurden die aufgetragenen injektionsabhängigen S_{pass} -Werte mittels dem Girisch-Modell (s. Kap. 2.3.2, [54]) beschrieben, um somit die Rekombinationsparameter $S_{\text{pass},n0}$ und $S_{\text{pass},p0}$ sowie die Oberflächenladungsdichte Q_f für ein dem Fermi-Niveau entsprechendes Defektniveau ($E_t = E_F$) zu bestimmen. Da die Eigenschaften der photolithographisch behandelten passivierten Oberflächen beeinträchtigt wurden, wurden die Parameter dieser Proben separat bestimmt (s. Abb. 8.18 a)).

Abbildung 8.18 b) fasst die für die einzelnen Injektionsniveaus bestimmten Volumenlebensdauern $\tau_{\text{vol}}(\Delta n)$ für die drei verwendeten Materialien mit den spezifischen Widerständen von 0,5, 1,5 und 5 Ωcm zusammen. Die exemplarisch eingetragenen Fehlerbalken stellen ebenfalls die Konfidenzintervalle der Parameter dar. Zur Beschreibung der Volumenlebensdauern der Wafervolumina $\tau_{\text{vol}}(\Delta n)$ wurde unter Berücksichtigung der intrinsischen Rekombination (Gl. 2.6) das SRH-Modell entsprechend Gleichung 2.4 verwendet (Linien Graph b)). Die beschreibenden Parameter τ_{n0} und τ_{p0} der Gl. 2.4 wurden für ein angenommenes Defektniveau in der Bandlückenmitte ($E_t = E_F$) ermittelt.

In der Simulation wird ein Viertel der symmetrischen Einheitsstruktur auf den laserablatierten Wafern nachgebildet. Als Input-Parameter für die Simulation dienen die ermittelten Oberflächen- ($S_{pass,n0}$, $S_{pass,p0}$, Q_f) und Volumeneigenschaften (τ_{n0} , τ_{p0}) sowie die jeweiligen Kontaktöffnungsabstände L_p und -durchmesser D , wie sie auf den Wafern vorlagen (s. Abb. 8.19). Als Waferdicke wurde in der Simulation die mittlere Waferdicke der Teststrukturen $W = 200 \mu\text{m}$ angenommen. Eine Näherung bei der Simulation ist die spiegelbildliche Anordnung der lokalen Kontaktöffnungen auf beiden Seiten. Auf den experimentellen Strukturen können die beidseitigen Öffnungen gegeneinander verschoben sein. Die Anregung der Lebensdauerproben erfolgte den Messbedingungen entsprechend mittels weißem Licht, d.h. das Generationsprofil wurde als Funktion der Wafertiefe angenommen. Die Intensität des Lichts wurde ebenfalls analog zur Lebensdauerermessung mittels QSSPC-Methode variiert, um die unterschiedlichen Injektionsniveaus Δn im simulierten Bauteil einzustellen. Die $S_{abl,n0}$ - und $S_{abl,p0}$ -Werte zur elektrischen Beschreibung der lokalen Kontaktöffnungen wurden aus den experimentell ermittelten S_{eff} -Werten der unterschiedlich geöffneten Proben bestimmt. Hierfür wurden diese Werte in den Simulationen angepasst, so dass die aus den Simulationen entsprechend der experimentellen Auswertung resultierenden injektionsabhängigen $S_{eff}(\Delta n)$ -Werte des Bauteils die expe-

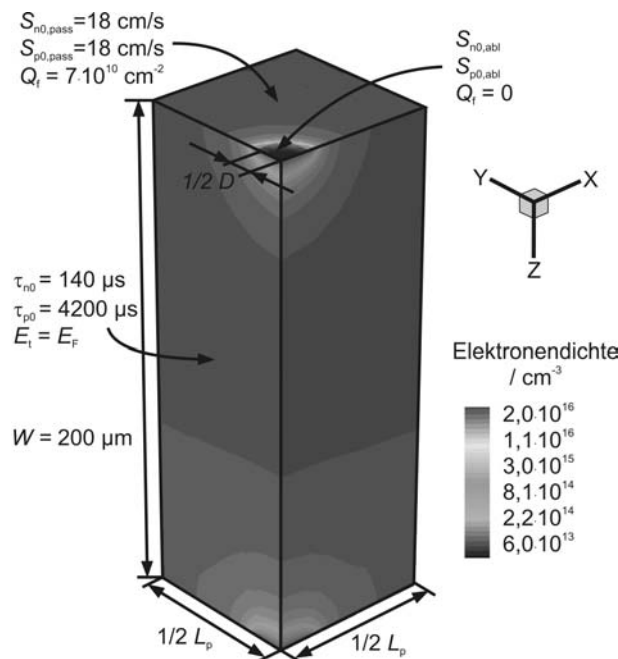


Abbildung 8.19: 3-dimensionale Bauteilstruktur im Simulationsprogramm *Sentaurus* für die Simulation effektiver Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von SiO_2 -passivierten Wafern (hier $0,5 \Omega\text{cm}$) mit lokalen Kontaktöffnungen auf Vorder- und Rückseite. Die Rekombinationsparameter des Wafervolumens und der passivierten Oberflächenbereiche sowie die geometrischen Abmessungen L_p und D wurden experimentell ermittelt und vorgegeben (s. Abb. 8.18).

rimentell ermittelten $S_{\text{eff}}(\Delta n)$ -Werte wiedergeben. Die Oberflächenladung Q_f wird in den Kontaktöffnungen zu 0 angenommen.

Abbildung 8.20 fasst die experimentell ermittelten effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten S_{eff} von $0,5 \Omega\text{cm}$ Wafern mit SiO_2 -passivierten Oberflächen mit (a) LFC-Kontakten (Gruppe A), (b) VIS-ps-Laserkontaktöffnungen (Gruppe B) und (c) nasschemisch geätzten Kontaktöffnungen (Gruppe C) auf $f = 1\%$, 4% und 10% (bzw. $1,5\%$) des Flächenanteils in Abhängigkeit des Injektionsniveaus Δn zusammen (Symbole). Ebenfalls in die Graphen eingezeichnet sind die Simulationsergebnisse (Linien), die mit den im Graph angegebenen $S_{n0,abl}$ - und $S_{p0,abl}$ -Werten eine optimale Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben. Die S_{eff} -Werte der LFCs konnten dabei für alle drei Flächenanteile mit einem nahezu identischen Pa-

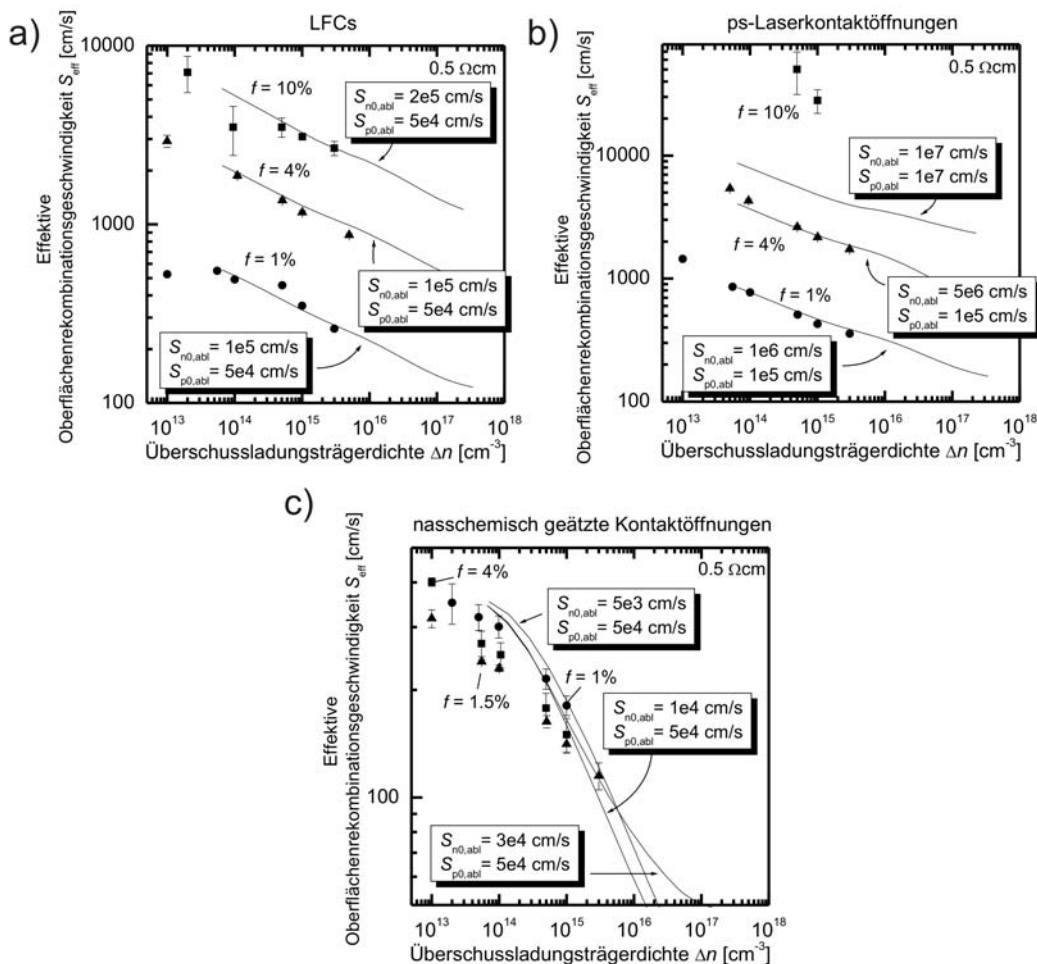


Abbildung 8.20: Simulierte (Linien) und experimentell bestimmte effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten (Symbole) von SiO_2 -passivierten Oberflächen mit LFC-Kontakten (a), VIS-ps-Laserkontaktöffnungen (b) und nasschemisch geätzten Photolithographiekontakten (c) auf $f = 1\%$, 4% und 10% (bzw. $1,5\%$) des Flächenanteils

rametersatz von $S_{\text{n0,abl}} = 1 \cdot 10^5$ cm/s und $S_{\text{p0,abl}} = 5 \cdot 10^4$ cm/s simuliert werden. Für 10% Flächenanteil musste ein etwas höherer $S_{\text{n0,abl}}$ -Wert von $2 \cdot 10^5$ cm/s angenommen werden. Im Vergleich dazu, musste zur Simulation der S_{eff} -Werte der ps-Laserkontaktöffnungen ein um mindestens eine Größenordnung höherer $S_{\text{n0,abl}}$ -Wert von $1 - 5 \cdot 10^6$ cm/s angenommen werden. Die experimentellen Ergebnisse der auf 10% geöffneten Teststrukturen konnten allerdings nicht durch die Simulation abgebildet werden. Die Simulationsergebnisse, die aus der Kontaktgeometrie dieser Proben für das thermische Limit der maximalen $S_{\text{n0,abl}}$ -Wertes von $1 \cdot 10^7$ cm/s resultieren, sind in Graph b) dargestellt. Dieses Limit maximaler Rekombinationsgeschwindigkeit liegt deutlich unterhalb der experimentell ermittelten S_{eff} -Werte. Eine mögliche Ursache für diese Diskrepanz könnte in den geringen Lebensdauern dieser Wafer von $< 10 \mu\text{s}$ liegen. Derart geringe Lebensdauern können zu Fehlern in der exakten Lebensdauerbestimmung mittels Photoleitfähigkeitsmessung führen. Eine andere mögliche Erklärung ist die Annahme eines aufgrund der Einwirkung der Laserstrahlung unpassivierten Bereiches, der größer als die ablatierte Fläche ist. In diesem Fall würde in der Simulation ein zu geringer Spotdurchmesser D angenommen. Für die schadensfrei nasschemisch geätzten Kontaktöffnungen (Graph c)) ergeben sich aus dieser Untersuchung im Vergleich zu den laserbearbeiteten Kontaktöffnungen deutlich geringere $S_{\text{n0,abl}}$ -Werte im Bereich von $5 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$ cm/s. Interessanterweise liegen für diese Proben die experimentell ermittelten S_{eff} -Werte für die unterschiedlichen Flächenanteile im Gegensatz zu den LFC- und ps-Laserkontakt-Werten nahe beieinander. Das ist darauf zurückzuführen, dass die verwendeten Photolithographiemasken mit abnehmendem Flächenanteil abnehmende Öffnungsradien und somit auch abnehmende Kontaktabstände aufweisen, während die LFC- und ps-Laserkontaktabstände bei konstanten Durchmessern mit geringerem Flächenanteil zunehmen (vergleiche Abb. 7.6).

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in den Tabellen 8.2, 8.3 und 8.4 zusammen gefasst. Dabei ist anzumerken, dass für die LFC- und ps-Laserkontakte alle drei verwendeten Wafermaterialien mit 0,5, 1,5 und 5 Ωcm spezifischem Widerstand identische $S_{\text{abl,n0}}$, $S_{\text{abl,p0}}$ -Werte resultierten. Dieser Befund macht deutlich, dass die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit in den lokalen Kontaktöffnungen nicht durch Defektzustände durch die Waferdotierung, sondern eindeutig durch die hoch rekombinationsaktive unpassivierte Oberfläche dominiert ist.

Tabelle 8.2: Ergebnisse zu den $S_{\text{abl,n0}}$ - und $S_{\text{abl,p0}}$ -Werten von LFC-Kontakten auf 0,5, 1,5 und 5 Ωcm p -Typ Si-Material.

Parameter	geöffneter Flächenanteil f		
	1%	4%	10%
$S_{\text{abl,n0}}$	$1 \cdot 10^5$ cm/s	$1 \cdot 10^5$ cm/s	$2 \cdot 10^5$ cm/s
$S_{\text{abl,p0}}$	$5 \cdot 10^4$ cm/s	$5 \cdot 10^4$ cm/s	$5 \cdot 10^4$ cm/s

Tabelle 8.3: Ergebnisse zu den $S_{abl,n0}$ - und $S_{abl,p0}$ -Werten von ps-Laserkontaktöffnungen (532 nm) auf 0,5, 1,5 und 5 Ωcm p -Typ Si-Material.

Parameter	geöffneter Flächenanteil f		
	1%	4%	10%
$S_{abl,n0}$	$1 \cdot 10^6$ cm/s	$5 \cdot 10^6$ cm/s	–
$S_{abl,p0}$	$1 \cdot 10^5$ cm/s	$1 \cdot 10^5$ cm/s	–

Tabelle 8.4: Ergebnisse zu den $S_{abl,n0}$ - und $S_{abl,p0}$ -Werten von photolithographisch geöffneten Kontaktöffnungen auf 0,5 Ωcm p -Typ Si-Material.

Parameter	geöffneter Flächenanteil f		
	1%	1,5%	4%
$S_{abl,n0}$	$3 \cdot 10^4$ cm/s	$1 \cdot 10^4$ cm/s	$5 \cdot 10^3$ cm/s
$S_{abl,p0}$	$5 \cdot 10^4$ cm/s	$5 \cdot 10^4$ cm/s	$5 \cdot 10^4$ cm/s

Kapitel 9

Zellerggebnisse

In diesem Kapitel wird der Einfluss der ganzflächigen Rückseitenpassivierung und der durch den Ablationsprozess laserinduzierten Schädigung auf die RISE-EWT-Solarzelle separat dargestellt. Die Ergebnisse umfassen sowohl experimentelle Zellparameter als auch 2D-Zellsimulation. Die Zellen wurden auf einer Fläche von (10×10) cm² prozessiert, jedoch unter Abschattung der nicht optimierten Busbarbereiche auf einer beleuchteten Zellfläche von nur 92 cm² vermessen. Die verwendete Simulationssoftware und -geometrie ist in Kap. 6.6 beschrieben.

9.1 Zellerggebnisse und Zellsimulationen zur Auswirkung der SiO₂-Rückseitenpassivierung

Die ganzflächige SiO₂-Rückseitenpassivierung hat sowohl auf die offene Klemmenspannung als auch auf den Kurzschlussstrom der RISE-EWT-Solarzelle einen positiven Einfluss.

Auswirkungen auf die offene Klemmenspannung

Die Analyse der Auswirkung der Prozesserweiterung auf die offene Klemmenspannung der RISE-EWT-Zelle wurde in dieser Arbeit anhand von Emittersättigungsstromdichten in den unterschiedlichen Zellbereichen durchgeführt. Die Sättigungsstromdichten von Vorder- ($J_{0e,VS}$) und Rückseitenemitter ($J_{0e,RS}$) sowie dem Emitter in den Bohrungen ($J_{0e,Boh}$) wurden experimentell bestimmt und für die RISE-EWT-Solarzelle ohne (Zelle I, Ausgangszellendesign) und mit (Zelle II, erweitertes Zellendesign) ganzflächiger SiO₂-Rückseitenpassivierung gegenüber gestellt. Die Bestimmung der verschiedenen J_{0e} -Werte erfolgte analog zu den in Kap. 5.1 beschriebenen Lebensdauermessungen an parallel zu den verglichenen Solarzellen prozessierten Teststrukturen. Die Strukturen wiesen beidseitig die Oberflächentopographie, das Emitterprofil und die Passivierung des jeweils untersuchten Emitterbereiches in der Zelle auf und waren den selben Temperaturen ausgesetzt. Die Sättigungsstromdichten des Basisvolumens ($J_{0b,vol}$) und der Basisoberfläche ($J_{0b,OF}$) wurden anhand der intrinsischen Rekombination und den untersuchten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von alnealem SiO₂ für die 0,5 Ωcm Zellbasis abgeschätzt. Zur Ermittlung der Gesamtsättigungsstromdichte J_0 der beiden Zellen für die Berechnung der jeweiligen offenen Klemmenspannung wurden die Rekombinationsbeiträge der

verschiedenen Zellbereiche flächengewichtet und aufaddiert¹. Abbildung 9.1 stellt die flächengewichteten Einzelbeiträge der verschiedenen Zellbereiche sowie die Gesamtsättigungsstromdichte J_0 der RISE-EWT-Solarzelle im Ausgangsdesign (Zelle I, schwarze Symbole) sowie der Zelle mit ganzflächiger SiO_2 -Rückseitenpassivierung (Zelle II, weiße Symbole) im direkten Vergleich dar. Die Querschnitte der verglichenen Zellen sind in der Abbildung rechts dargestellt. Dem Graphen ist zu entnehmen, dass die Rekombination in der RISE-EWT-Solarzelle im Ausgangsdesign eindeutig durch den Vorderseiten- und Rückseitenemitter dominiert ist. Die flächengewichteten Beiträge von $J_{0e,VS} = 400 \text{ fA/cm}^2$ und $J_{0e,RS} = 306 \text{ fA/cm}^2$ liefern den größten Anteil an der Gesamtsättigungsstromdichte von 790 fA/cm^2 . Im Vergleich dazu weist Zelle II einen deutlich reduzierten Beitrag des Rückseitenemitters von $J_{0e,RS} = 58 \text{ fA/cm}^2$ auf. Aber auch auf der strukturell unveränderten Zellvorderseite hat die Sättigungsstromdichte auf $J_{0e,VS} = 140 \text{ fA/cm}^2$ abgenommen und auch die in dieser Untersuchung als passiviert angenommenen Bohrungen sind weniger rekombinationsaktiv. Das ist auf den in Kap. 8.1 diskutierten Einfluss des Oxidationsprozesses auf das Profil der Emitter zurückzuführen. Die Beiträge der Basis werden als unverändert angenommen. Demnach profitiert die Zelle neben der Passivierung des Rückseitenemitters vor allem von dem veränderten Phosphorprofilen in allen Emitterbereichen. Insgesamt ergibt sich hieraus für die Zelle im erweiterten Design eine Gesamtsättigungsstromdichte von nur 260 fA/cm^2 , was einer Reduktion der Gesamtsättigungsstromdichte gegenüber Zelle I von $\approx 66\%$ entspricht.

Der Einfluss der Sättigungsstromdichte J_0 auf die offene Klemmenspannung V_{oc} ist durch Gl. 6.34 gegeben. Tabelle 9.1 stellt die mittels dieser Gleichung aus den ermittelten J_0 -Werten und den gemessenen Kurzschlussstromdichten J_{sc} der beiden Zellen I und II berechneten V_{oc} -Werte (Rechn.) den an den Zellen tatsächlich gemessenen Spannungen (Mess.) gegenüber. Die berechneten und gemessenen V_{oc} -Werte für beide Zellen ergeben eine gute Übereinstimmung, was die vereinfachenden Annahmen zur Berechnung der V_{oc} -Werte in Retrospektive rechtfertigt und somit die Analyse der Spannungsverluste anhand der einzelnen J_0 -Beiträge ermöglicht. Der Vergleich der Spannung von Zelle I von 637 mV mit der ganzflächig rückseitenpassivierten Zelle II von 668 mV ergibt einen Spannungsvorteil durch den erweiterten Prozess von ca. 30 mV . Dieser signifikante Spannungsgewinn ist auf die Implementierung der ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung zurückzuführen und resultiert den J_0 -Beiträgen entsprechend neben der Rückseitenpassivierung vor allem aus den veränderten Emitterprofilen aufgrund des zusätzlichen Oxidationsprozesses.

Auswirkungen auf den Kurzschlussstrom

Der Kurzschlussstromvorteil der Zelle II gegenüber Zelle I kann Tabelle 9.1 entnommen werden. Um diesen Stromgewinn zu analysieren, wurden die Quanteneffizienzen der beiden Zellen untersucht. Unter der sogenannten *externen Quanteneffizienz EQE* versteht man das Verhältnis der Anzahl von der Zelle eingesammelter und

¹Diese Vorgehensweise nimmt näherungsweise unter V_{oc} -Bedingungen konstante Quasi-Fermi-Niveaus in der gesamten Zelle an.

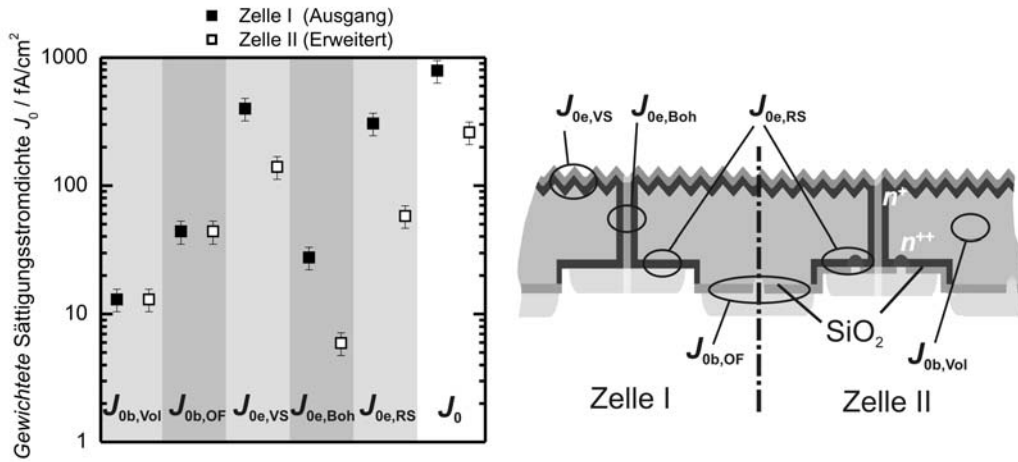


Abbildung 9.1: Flächengewichtete Beiträge des Basisvolumens $J_{0b,Vol}$, der Basisoberfläche $J_{0b,OF}$, des Vorderseitenemitters $J_{0e,VS}$, des Emitters in den EWT-Bohrungen $J_{0e,Boh}$ und des Rückseitenemitters $J_{0e,RS}$ zur Gesamtsättigungsstromdichte J_0 einer RISE-EWT-Solarzelle im Ausgangsdesign (Zelle I, schwarze Symbole) und im erweiterten Design mit ganzflächiger SiO₂-Rückseitenpassivierung (Zelle II, weiße Symbole). Die schematischen Querschnitte beider Zellen sind in der Abbildung rechts dargestellt.

Tabelle 9.1: Vergleich von nach Gl. 6.34 aus experimentell ermittelten J_0 -Werten berechneter offener Klemmenspannungen mit gemessenen V_{oc} -Werten der Zellen I und II.

Zelle	J_{sc}	J_0	V_{oc}	V_{oc}
	[mA/cm ²]	[fA/cm ²]	(Mess.) [mV]	(Rechn.) [mV]
I	40,6	790	634	637
II	41,5	260	663	668

einem äußeren Stromkreis zugeführter Elektronen zu der Anzahl auf die Zelle eingestrahelter Photonen. Unter der Annahme, dass jedes eingestrahelte Photon ein freies Elektron erzeugt und jedes freie Elektron eingesammelt werden kann, würde sich eine externe Quanteneffizienz $EQE = 1$ ergeben. In einer realen Solarzelle ergeben sich jedoch stets sowohl optische als auch elektrische Verluste. Das bedeutet, dass aufgrund von Reflexion oder Transmission nicht jedes eingestrahelte Photon auch ein freies Elektron erzeugt (optische Verluste) und aufgrund von Rekombination nicht jedes erzeugte freie Elektron auch eingesammelt werden kann (elektrische Verluste). Somit beträgt die Quanteneffizienz in der Regel < 1 und ist ein Maß für die Stromverluste in einer Solarzelle. Die Kurzschlussstromdichte einer Solarzelle berechnet

sich aus der wellenlängenabhängigen externen Quanteneffizienz zu

$$J_{sc} = q \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} EQE(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda \quad (9.1)$$

mit der Elementarladung q und den sich aus der Photonenflussdichte $\phi(\lambda)$ des Sonnenspektrums (AM1,5G) ($\phi \approx 0$ für $\lambda < 300$ nm) und dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ von Si ($\alpha \approx 0$ für $\lambda > 1200$ nm) ergebenden Integrationsgrenzen $\lambda_1 = 300$ nm und $\lambda_2 = 1200$ nm.

Um die elektrischen Stromverluste von den optischen Verlusten zu trennen, wird die sogenannte *interne Quanteneffizienz* $IQE(\lambda)$ verwendet, welche die reflektierten und transmittierten Photonenanteile herausrechnet und somit das Verhältnis der Anzahl N eingesamelter Elektronen zu der erzeugter Elektronen darstellt

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda) - T(\lambda)} = \frac{N_{\text{Elektron, eingesammelt}}}{N_{\text{Elektron, erzeugt}}} \quad (9.2)$$

mit dem wellenlängenabhängigen Reflexionsgrad $R(\lambda)$ und Transmissionsgrad $T(\lambda)$. Abbildung 9.2 a) zeigt die wellenlängenabhängige IQE der beiden RISE-EWT-Solarzellen I (schwarze Linie) und II (graue Linie) im direkten Vergleich. Beide Zellen weisen in einem breiten Wellenlängenbereich von 550 - 950 nm eine exzellente interne Quantenausbeute von $IQE \approx 1$ auf. Im kurzwelligen Bereich < 550 nm ist für beide Zellen ein Einbruch der Quanteneffizienz zu beobachten. Dies betrifft die sehr oberflächennah im Emitter absorbierten Wellenlängen ($\alpha^{-1} < 1 \mu\text{m}$) und ist auf die

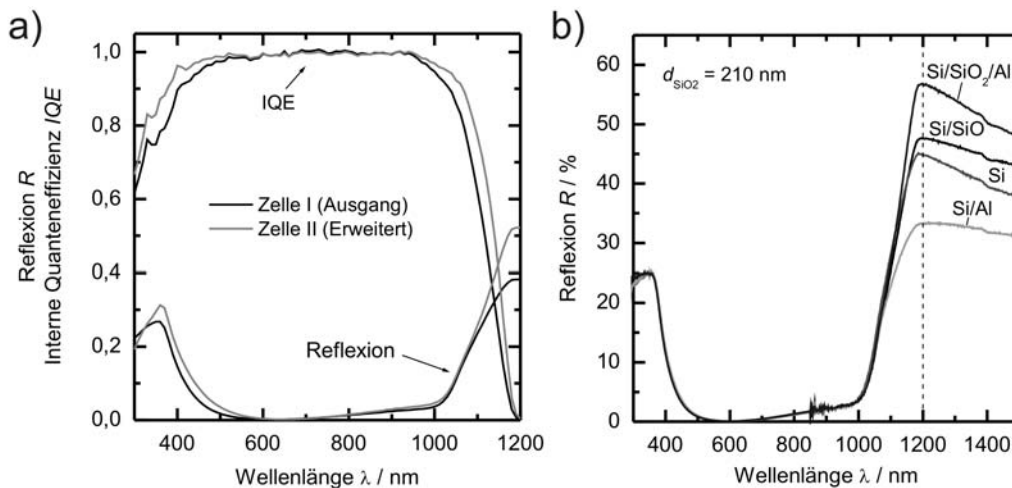


Abbildung 9.2: a) Gemessene interne Quanteneffizienzen (IQE) und wellenlängenabhängige Reflexion der Zellen I und II. b) Gemessenen Reflexion von Teststrukturen mit ganzflächigen optischen Eigenschaften auf der Rückseite, die den Emitter- (Si/Al und Si) und Basisfingerbereichen (Si/SiO₂/Al und Si/SiO₂) der RISE-EWT-Zelle mit und ohne Metallisierung entsprechen.

Rekombination der dort in hoher Konzentration erzeugten Ladungsträger an der Emitteroberfläche sowie auf Auger-Rekombination im hochdotierten Emitter zurückzuführen. Diese Verluste sind nicht vollständig vermeidbar, können aber durch ein Absenken der Phosphorkonzentration an der Oberfläche reduziert werden. Im direkten Vergleich der beiden Zellen ist in diesem Wellenlängenbereich eine höhere Quanteneffizienz für die erweiterte Zelle II festzustellen. Diese Verbesserung stellt einen Stromgewinn in der Zelle dar und ist ebenfalls auf das durch den zusätzlichen Oxidationsprozess veränderte Emitterprofil auf der Zellvorderseite zurückzuführen. Wie Abbildung 8.2 zu entnehmen ist, wird die oberflächennahe sehr hohe Phosphorkonzentration ($> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) eines Emitterprofils durch eine nachträglich Oxidation abgebaut. Das führt zu einer reduzierten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Vorderseite. Zusätzlich resultiert die 900°C-Oxidation in einen Anstieg des Emitterschichtwiderstandes, was zu einer Reduktion der Auger-Rekombination im Emittervolumen führt.

Auch im langwelligen Bereich des Spektrums $> 950 \text{ nm}$ ist für Zelle II ein Gewinn an Quanteneffizienz zu beobachten. Dieser Anstieg ist auf eine verbesserte interne Reflexion an der Zellrückseite zurückzuführen, was anhand der spektralen Reflexion der Zellen im langwelligen Bereich nachvollzogen werden kann. Die gemessene Reflexion beider Zellen ist dem Graph in Abb. 9.2 a) hinzugefügt. Zelle II weist bei 1200 nm eine um 10% absolut höhere effektive Reflexion auf als Zelle I. Die Ursache hierfür liegt in der Eigenschaft des Si/SiO₂/Al-Schichtsystems als hervorragender optischer Spiegel für das durch die Zelle transmittierte langwellige Licht. Dieser Spiegel ermöglicht die Verlängerung des optischen Weges des Lichts in der Zelle und liegt in der Ausgangs-RISE-EWT-Solarzelle nur im Basisfingerbereich, d.h. nur auf $\approx 50\%$ der Zellrückseite vor, während er in der erweiterten Zelle auf fast 100% der Fläche zu finden ist. Abbildung 9.2 b) zeigt die Reflexion von Zellbereichen über Emitter- und Basisfingern der Ausgangs-RISE-EWT-Solarzelle im direkten Vergleich, jeweils mit und ohne Aluminiumbeschichtung. Die Reflexionen wurden an separat prozessierten nominell jedoch zellidentischen Teststrukturen mit ganzflächigen Emitter- oder Basisfingerrückseiteneigenschaften vermessen, die jeweils zur Hälfte metallisiert waren. Die metallisierte Basisfingerrückseite mit einer 210 nm dicken SiO₂-Schicht zwischen dem Siliciumwafer ($W = 203 \mu\text{m}$) und der Aluminiumschicht (Si/SiO₂/Al) weist mit $\approx 55\%$ eine 25% absolut höhere Reflexion bei 1200 nm auf, als eine metallisierte Emitterfingerrückseite ohne SiO₂-Schicht zwischen Wafer ($W = 183 \mu\text{m}$) und Aluminium (Si/Al). Ohne Metallisierung ist die Reflexion beider Finger (Emitter: Si, Basis: Si/SiO₂) vergleichbar und liegt bei $\approx 45\%$.

Die Zellparameter beider Zellen sind in Tabelle 9.2 zusammengefasst. Der Gesamtstromgewinn der Zelle II gegenüber Zelle I aufgrund des ganzflächigen Rückseiten spiegels und des optimierten Vorderseitenemitterprofils beträgt $0,9 \text{ mA/cm}^2$. Zusammen mit den 30 mV Spannungsgewinn aufgrund der reduzierten Emittersättigungsstromdichten in Zelle II führt das zu einer signifikanten Wirkungsgradsteigerung von 1,4% absolut und zu einem sehr hohen Wirkungsgrad von $\eta = 21,4\%$. Die unterste Zeile der Tabelle zeigt die unabhängig vom Kalibrierlabor *CalLab* des Fraunhofer-ISE gemessenen Werte.

Tabelle 9.2: Zellparameter der Zellen I und II bei Vermessung der Zellen unter Abschattung der nicht optimierten Busbarbereiche (A : *designated area*).

Zelle	A [cm ²]	η [%]	FF [%]	V_{oc} [mV]	J_{sc} [mA/cm ²]
I	92	20,0	77,3	637	40,6
II	92	21,4	77,5	668	41,5
II (unabh. bestätigt)	92,16	21,4	78,4	666	40,98

2D-Zellsimulationen

Die experimentell realisierte Zelloptimierung durch die Implementierung der ganzflächigen SiO₂-Rückseitenpassivierung in die RISE-EWT-Solarzelle wurde anhand von 2D-Bauteilsimulationen nachempfunden. Die verwendete Simulationssoftware und das darin angewendete CoBo-Modell zur Beschreibung der RISE-EWT-Solarzelle sind in Kap. 6.6 beschrieben. Als Randbedingungen müssen für die Simulation Rekombinations- und Leitfähigkeitsparameter für das Basisvolumen, die Basisoberfläche und die Emitteroberflächen als Input-Parameter vorgegeben werden. Hierfür wurden ausschließlich im Rahmen dieser Arbeit experimentell ermittelte Emitterschichtwiderstände, -sättigungsstromdichten und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten verwendet. Die Volumenlebensdauer der FZ-Si-Zellen wurde als durch die intrinsische Rekombination limitiert angenommen ($\tau_{vol}(\Delta n) = \tau_{int}(\Delta n)$). Ein weiterer wichtiger Input-Parameter für die Simulation ist das tiefenabhängige Generationsprofil freier Ladungsträger, welches aus der Beleuchtung der Zelle mit dem AM1,5G-Sonnenspektrum resultiert. Neben dem Beleuchtungsspektrum ist das Generationsprofil auch von der Rückseitenreflexion des langwelligen Lichtes und der Waferdicke W abhängig. Beide Parameter können sich, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, in den unterschiedlichen Fingerbereichen der untersuchten RISE-EWT-Zellen I und II unterscheiden. Um den daraus für Zelle II resultierenden Stromgewinn in der Simulation abbilden zu können, wurden die Generationsprofile für die unterschiedlichen Fingerbereiche und Dicken ermittelt und in Abhängigkeit der lateralen Position in der simulierten halben RISE-EWT-Einheitszelle eingepflegt. Diese Vorgehensweise ist eine Näherung, da ein an der Rückseite reflektiertes Photon in der Realität unter einem Winkel auf die Rückseite auftrifft und auch wieder reflektiert wird. Somit bewegt es sich lateral vorwärts und kann freie Ladungsträger in einem anderen Bereich der Zelle generieren als dem, in dem es reflektiert wurde. Durch die laterale Anordnung der verschiedenen Generationsprofile wird die verstärkte Generation von Ladungsträgern aufgrund einer verbesserten Rückseitenreflexion jedoch an den Bereich der Zelle gekoppelt, in dem die Reflexion verbessert wurde. Dennoch eignet sich diese Vorgehensweise dazu, den erzielten Stromgewinn in erster Näherung abzubilden.

Die Ermittlung der Generationsprofile erfolgt anhand der in Abb. 9.2 b) gezeigten gemessenen Reflexionsspektren der verschiedenen Fingerbereiche von Zelle I.

Sie wurden in das in der Photovoltaik verbreitete und frei zugängliche numerische 1D-Bauteilsimulationsprogramm PC1D [141] eingepflegt (9.3, Symbole) und durch Anpassen der in dem Programm vorhandenen optischen Rückseitenparameter unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Waferdicken im Emitter- und Basisfingerbereich nachgebildet (durchgezogene Linien). Als Vorderseitenreflexion wurde bis zu der Wellenlänge 1000 nm die gemessene Reflexion verwendet, die für größere Wellenlängen entsprechend der Steigung im Bereich 800 - 1000 nm extrapoliert (s. gestrichelte Linie Abb. 9.3) und dem Programm vorgegeben wurde. Die interne Vorderseitenreflexion wurde entsprechend Referenz [157] mit folgendem Parametersatz beschrieben: Front surface: First bounce 80%, Subsequent bounce: 92%, Diffuse. Die Ergebnisse sind Abbildung 9.3 zu entnehmen und die dazugehörigen PC1D-Parameter sind in Tabelle 9.3 zusammengefasst. Aus dem vorgegebenen Beleuchtungsspektrum AM1,5G, den gewählten optischen Parametern des simulierten Bauteils und der vorgegebenen Waferdicke resultiert das Generationsprofil im Bauteil. PC1D gibt die kumulierte Generation, d.h. die generierte Ladungsträgerdichte integriert über die Tiefe in [s⁻¹cm⁻²] als Funktion der Tiefe z an. Durch Ableiten dieses Profils, erhält man für die verschiedenen Rückseitenkonfigurationen das Generationsprofil in [s⁻¹cm⁻³], d.h. generierte freie Ladungsträger pro Zeit- und Volumeneinheit. Diese Generationsprofile wurden in die 2D-Comsol-Simulation der RISE-EWT-Zelle eingepflegt.

Eine Übersicht zu den elektrischen Eingabeparametern für die Zellsimulation ist in Tabelle 9.4 gegeben.

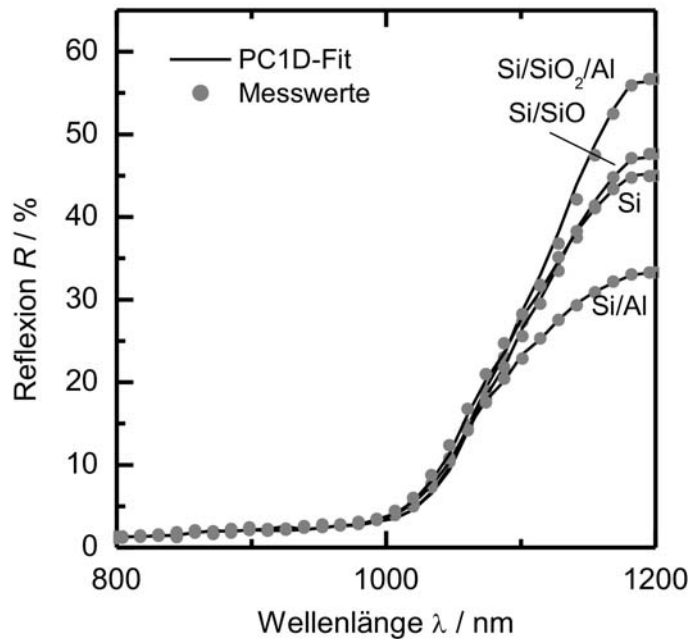


Abbildung 9.3: Mittels 1D-Simulationssoftware PC1D simulierte Reflexion der unterschiedlichen Rückseitenbereiche der RISE-EWT-Solarzelle.

Tabelle 9.3: Simulationsparameter zur Beschreibung der Rückseitenreflexion im Simulationsprogramm PC1D.

Schichtsystem auf Zellrückseite	Erste Reflexion (<i>First bounce</i>)	Folgende Reflexion (<i>Subsequent bounce</i>)	Reflectance
Si	93,4%	93,4%	Specular
Si/Al	83,8%	83,8%	Specular
Si/SiO ₂	94,9%	94,9%	Diffuse
Si/SiO ₂ /Al	98,9%	98,9%	Diffuse

Tabelle 9.4: Simulationsparameter für RISE-EWT-Solarzellen des Ausgangsprozesses und des erweiterten Prozesses mit ganzflächiger SiO₂-Rückseitenpassivierung und LFC-Basiskontakten

Parameter	RISE-EWT-Solarzelle	
	Ausgangsdesign	Erweitertes Design
Basis		
Dotierung N_A (p -Typ)	$3,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($0,5 \text{ } \Omega\text{cm}$)	$3,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($0,5 \text{ } \Omega\text{cm}$)
Volumenlebensdauer	$\tau_{\text{vol}}(\Delta n) = \tau_{\text{int}}(\Delta n)$ ($\tau_{\text{n0}} = \tau_{\text{p0}} = 1 \cdot 10^6 \text{ s}$ $E_t = E_F$)	$\tau_{\text{vol}}(\Delta n) = \tau_{\text{int}}(\Delta n)$ ($\tau_{\text{n0}} = \tau_{\text{p0}} = 1 \cdot 10^6 \text{ s}$ $E_t = E_F$)
S_{eff} Oberfläche	$S_{\text{n0}} = 55 \text{ cm/s}$ $S_{\text{p0}} = 5 \text{ cm/s}$ $Q_f = 0$	$S_{\text{n0}} = 55 \text{ cm/s}$ $S_{\text{p0}} = 5 \text{ cm/s}$ $Q_f = 0$
J_{0b} Kontakt (LFC)	$53,4 \text{ pA/cm}^2$	$53,4 \text{ pA/cm}^2$
Emitter		
Schichtwiderstände		
R_{sheet} Vorderseite	$40 \text{ } \Omega/\text{sq}$	$70 \text{ } \Omega/\text{sq}$
R_{sheet} Bohrung	$R_{\text{sheet,3D}} = 40 \Omega/\text{sq}$	$R_{\text{sheet,3D}} = 70 \Omega/\text{sq}$
R_{sheet} Rückseite	$40 \text{ } \Omega/\text{sq}$	$70 \text{ } \Omega/\text{sq}$
Sättigungsstromdichten		
J_{0e} Vorderseite	400 fA/cm^2	150 fA/cm^2
J_{0e} Bohrung	$J_{0e,3D} = 300 \text{ fA/cm}^2$	$J_{0e,3D} = 100 \text{ fA/cm}^2$
J_{0e} Rückseite	600 fA/cm^2	60 fA/cm^2
J_{0e} Emitterkontakt	650 fA/cm^2	550 fA/cm^2

Da das verwendete CoBo-Modell Bandverbiegungen der Einfachheit halber nicht berücksichtigt, wurde die SiO₂-passivierte Basisoberfläche in der Zellsimulation mit einer effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, d.h. ohne Angabe einer Oberflächenladungsdichte beschrieben. Für diesen Fall wurden die experimentellen Daten in Abb. 8.18 mittels einer Parameteranpassung durch Gl. 2.8 und 2.9 beschrieben, um die Parameter S_{n0} und S_{p0} zu bestimmen. Die anhand von planaren Teststrukturen charakterisierten Emittersättigungsstromdichten und Schichtwiderstände des Emitters in den EWT-Bohrungen ($J_{0e,3D}$ und $R_{\text{sheet},3D}$)² müssen aufgrund der fehlenden dritten Dimension in der Simulation auf einen äquivalenten 2D-Wert umgerechnet werden. Somit wird berücksichtigt, dass die Bohrung in der 2-dimensionalen Ansicht in der 3-dimensionalen Sichtweise des Programms einem Schlitz entspricht. Die 2D-Werte berücksichtigen den Bohrungsradius r_{Boh} und den Abstand der Bohrungen in der fehlenden dritten Dimension d_{Boh} und ergeben sich somit zu:

$$J_{0e,2D} = \frac{J_{0e,3D}\pi r_{\text{Boh}}}{d_{\text{Boh}}} \quad \text{und} \quad (9.3)$$

$$R_{\text{sheet},2D} = \frac{R_{\text{sheet},3D}d_{\text{Boh}}}{\pi r_{\text{Boh}}}. \quad (9.4)$$

Diese 2D-Werte wurden in der Simulation verwendet.

Abbildung 9.4 a) zeigt die simulierten Kennlinien und Zellparameter zu den Zellen I und II. Aufgrund fehlender Serienwiderstandsverluste, die in den Metallfingern auftreten jedoch nicht in der 2D-Simulation berücksichtigt werden, sowie vernachlässigter Rekombination in der Raumladungszone fällt der Füllfaktor der simulierten Kennlinien deutlich höher aus, als der an den Zellen gemessene Wert in Tabelle 9.2. Der experimentell ermittelte Spannungsgewinn der Zelle II gegenüber Zelle I von ca. 30 mV wird in der Simulation gut wiedergegeben. Der simulierte Stromgewinn von 0,55 mA/cm² fällt etwas geringer aus als der im Experiment beobachtete Wert von 0,9 mA/cm². Vereinfachende Annahmen in der Simulation, Messunsicherheiten sowie die Abhängigkeit des Stroms von der exakten SiO₂-Schichtdicke auf der Zellrückseite stellen Gründe für diese Abweichung dar. Der Wirkungsgradgewinn berechnet sich zu 1,26% absolut und ist damit in guter Übereinstimmung zu der experimentell ermittelten Wirkungsgradpotentialsteigerung von 1,4% absolut.

Abbildung 9.4 b) zeigt die aus den Simulationen mittels FELA- (*free energy loss analysis*-) Methode [158] extrahierten spannungsabhängigen Verlustleistungsdichten des Emitters auf der Vorderseite (Quadratsymbole), auf der Rückseite (Kreissymbole) und in den Bohrungen (Dreiecksymbole) sowie die Gesamtverlustleistungsdichte (Quadratsymbole auf Spitze) von Zelle I (gefüllte Symbole) sowie Zelle II (offene Symbole). Der Trend der J_0 -Analyse in Abb. 9.1 spiegelt sich auch in den simulierten Verlustleistungen wider. Der größte Verlustanteil fällt in beiden Zellen auf die Rekombination im Vorderseiten- und Rückseitenemitter und die Gesamtverlustleistungsdichte in der RISE-EWT-Solarzelle wird durch die Implementierung der ganzflächigen SiO₂-Passivierung um $\approx 61\%$ gesenkt (bei 640 mV).

²Der Emitter in den Bohrungen wurde für die 2D-Zellsimulation als SiN_x-passiviert angenommen.

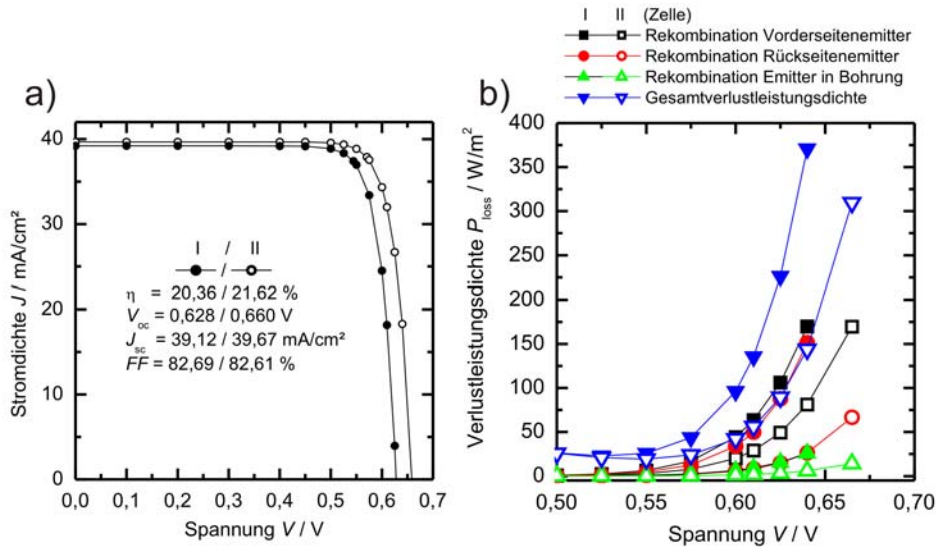


Abbildung 9.4: a) Simulierte J - V -Kennlinien und Parameter der RISE-EWT-Solarzelle im Ausgangsdesign (I) und erweiterten Design (II).

b) Simulierte spannungsabhängige Rekombinationsleistungsdichten bezüglich des Emitters auf der Vorder- und Rückseite sowie in der Bohrung und die Gesamtverlustleistungsdichte der Zellen I und II im Vergleich.

9.2 Zellergebnisse und Zellsimulationen zur Auswirkung von ps-Laserkontaktöffnungen

Auch zur Überprüfung der Auswirkung laserinduzierter Schädigung nach der Herstellung lokaler Kontaktöffnungen auf Emitters- und Basisgebiet der RISE-EWT-Zellrückseite mittels ps-Laserablation ($\lambda = 532$ nm) wurden sowohl Zellen hergestellt als auch Simulationen durchgeführt.

Experimentelle Zellergebnisse

Für die experimentelle Untersuchung der Beeinflussung der RISE-EWT-Zellparameter nach der Anwendung des in dieser Arbeit entwickelten SiO₂-Ablationsprozesses wurden Zellen im Ausgangszellendesign und mit dem erweiterten Prozess hergestellt, jeweils zum Teil mit LFC-Basiskontakten und zum Teil mit Basiskontaktöffnungen (B-KÖ), die durch ps-Laserablation realisiert wurden. Die lokalen Emitterskontaktöffnungen (E-KÖ) wurden für alle Zellen im erweiterten Prozess mittels ps-Laserablation ohne nachträglicher Reinigung oder Schadensätze hergestellt. Tabelle 9.5 fasst die Zellergebnisse zusammen und vergleicht die Zellen des erweiterten Prozesses mit den unabhängig gemessenen Ergebnissen der Zelle II aus Kap. 9.1. Zelle II weist nasschemisch nachgeätzte und selektiv diffundierte n^{++} -Emitterskontaktöffnungen sowie LFC-Basiskontakte auf (n^{++} -E-KÖ, LFC).

Tabelle 9.5: Zellparameter verschiedener RISE-EWT-Solarzellen im Ausgangs- und erweiterten Prozesses mit und ohne Emitter- (E-KÖ) und Basis- (B-KÖ) ps-Laserkontaktöffnungen. Die Zellen wurden unter der Abschattung der nicht optimierten Busbarbereiche auf 92 cm^2 (*designated area*) vermessen.

Zelle	η [%]	FF [%]	V_{oc} [mV]	J_{sc} [mA/cm ²]
Ausgang, LFC	19,7 (19,2)	79,5 (76,9)	633 (635)	39,2 (39,4)
Ausgang, B-KÖ	19,1 (19,4)	79,3 (76,5)	627 (637)	38,6 (39,7)
Erweitert, n^{++} -E-KÖ, LFC	21,4	78,4	666	41,0
Erweitert, E-KÖ, LFC	21,4 (20,9)	78,5 (76,6)	665 (668)	41,0 (40,9)
Erweitert, E-KÖ, B-KÖ	19,7 (20,9)	77,2 (78,3)	642 (658)	39,7 (40,6)

Um eine Aussage bezüglich des Einflusses der ps-Laserstrahlablation zur Herstellung von lokalen Emitterkontaktöffnungen auf die Zellparameter der RISE-EWT-Solarzelle zu treffen, muss die Zelle mit der selektiven n^{++} -Emitterdiffusion und die Zelle des erweiterten Prozesses mit den ps-Laser-Emitterkontaktöffnungen und Basis-LFC-Kontakten (E-KÖ, LFC) verglichen werden. Bis auf die Emitterkontaktöffnungen sind diese Zellen identisch prozessiert und weisen keinerlei Beeinflussung der offenen Klemmenspannung, des Kurzschlussstroms oder des Füllfaktors in Folge der unterschiedlich realisierten Kontaktöffnungen auf. Das bedeutet, dass die positive Abschätzungen zum Wirkungsgradverlust ps-laserablatierten Zellen im Vergleich zu nasschemisch behandelten Zellen in Abb. 7.4 experimentell bestätigt werden konnten. Die laserablatierte Zelle hat das gleiche Wirkungsgradpotential wie die laserschadenfreie Zelle, im Fall dieser FZ-Si-RISE-EWT-Solarzellen mit einem Wirkungsgrad von 21,4%.

Ein solch hohes Wirkungsgradpotential konnte bereits anhand einer IBC-Solarzelle (s. Kap. 2.2.1), der sog. RISE-*Back Junction*-Solarzelle [159] gezeigt werden, welche sowohl auf dem SiO₂-passivierten Emitter als auch auf dem *Back surface field* der Zelle lokale ps-Laserkontaktöffnungen aufwies [41]. Die mit dieser Zelle erzielte offene Klemmenspannung von 663 mV sowie der hohe Füllfaktor von 81,5% implizierten einen geringen Einfluss der laserinduzierten Kristallschädigung bei einem Wirkungsgrad von 21,6%.

Die Beurteilung der Auswirkung von Laserbasiskontaktöffnungen (B-KÖ) im Vergleich zu den LFC-Kontakten muss differenzierter betrachtet werden. Wie in Kapitel 7.2 diskutiert wurde, spielt bei Basiskontaktöffnungen neben dem geöffneten Flächenanteil auch die Anordnung der Kontaktöffnungen eine wichtige Rolle für die offene Klemmenspannung und somit für den Wirkungsgrad. In dieser Studie wurden zwei Kontaktgeometrien miteinander verglichen. In einem Fall wurden die Kontakte in zwei Reihen längs der Basisfinger angeordnet. Im Vergleich dazu wurden die Basisfinger auf gleichem Flächenanteil mit quadratischen Kontaktpads geöffnet, die auf dem Finger jeweils 2 mm auseinander lagen. Die Pads bestehen dabei aus den

entsprechenden Kontaktöffnungen, welche quadratisch nebeneinander angeordnet wurden. Auf diese Geometrie beziehen sich die Werte, die in Tabelle 9.5 in Klammern hinzugefügt wurden.

Im Ausgangsdesign der Zelle resultiert die Anordnung von ps-Laserkontaktöffnungen in Reihen im Vergleich zu identisch prozessierten Zellen mit LFC-Kontakten, die ebenfalls in Reihen angeordnet sind, in einen Spannungsverlust von 6 mV und einen Stromverlust von 0,6 mA/cm². Die Zellflächenanteile der LFCs betragen dabei etwa 1,3%, die der Basiskontaktöffnungen von etwa 3,2%. Auf dem höheren Wirkungsgradniveau der erweiterten RISE-EWT-Solarzelle sind die Verluste noch ausgeprägter und betragen mehr als 20 mV Spannungsverlust und 1,3 mA/cm² Stromverlust, was in einem deutlichen Wirkungsgradverlust von 1,7% absolut resultiert. In diesem Fall wurde der Wirkungsgradvorteil der erweiterten RISE-EWT-Solarzelle mit ganzflächiger SiO₂-Passivierung gegenüber dem Ausgangsdesign der Zelle vollständig durch die Laserablation auf dem Basisgebiet kompensiert. Dieses Ergebnis ist in so fern überraschend, als dass bei dem Vergleich von LFCs und ps-Laserkontaktöffnungen auf Basisgebiet von PERC-Solarzellen (Kap. 7.1) für gleiche Flächenanteile kein Vorteil der LFCs gegenüber Basiskontaktöffnungen beobachtet wurde, und nur bei einem sehr viel kleineren Flächenanteil der LFCs von ca. 0,2% ein vergleichbarer Spannungsgewinn gegenüber den B-KÖ erzielt wurde. Jedoch schon der Vergleich der RISE-EWT-Solarzelle im Ausgangs- und im erweiterten Design zeigen unterschiedlich starke Auswirkungen der Laserschädigung. Demnach spielen die Ladungsträgerdichteverteilung und das Absolutniveau der Ladungsträgerkonzentration unter V_{oc} -Bedingungen eine wichtige Rolle für den Einfluss der erhöhten Rekombination.

Eine Möglichkeit, die Ladungsträgerverteilung zu beeinflussen, ist das Verändern der Kontaktanordnung. So führte die Pad-förmige Anordnung der Basiskontaktöffnungen zu 10 mV höherer Spannung im Ausgangszellendesign und sogar zu 15 mV höheren Spannungen im erweiterten Prozess (Werte in Klammern). Die Anordnung von LFCs in Padform hingegen rief geringe Spannungsgewinne von nur 2-3 mV hervor, die jedoch mit einem Füllfaktorverlust von 2-3% absolut einhergehen. Dieser Verlust deutet auf einen zu geringen geöffneten Flächenanteil oder zu weit auseinander liegende Pads hin. Interessant ist in diesem Zusammenhang der einzige unbeeinflusste Füllfaktor der Zelle mit Emitter- und Basiskontaktöffnungen (B+E-KÖ), der sich nach mehrfachem Messen wiederholt bestätigt hat. Da der Füllfaktor eine von vielen komplex miteinander in Wechselwirkung stehenden Effekten beeinflusste Größe ist, soll an dieser Stelle auf eine Diskussion dieses Wertes verzichtet werden. Somit wird aus dieser Untersuchung deutlich, dass die Anordnung der Kontakte für einen Ablationsprozess auf Basisgebiet auch und vor allem für die RISE-EWT-Solarzelle optimiert werden muss. Der höchste Wirkungsgrad einer mit diesem Prozess bearbeiteten RISE-EWT-Solarzelle beträgt somit 20,9% und weist padförmige Basiskontaktöffnungen auf.

2D-Zellsimulationen

Für die Simulation aller in Tabelle 9.2 dargestellter RISE-EWT-Solarzellen wurden

neben den in Tabelle 9.4 aufgelisteten Parametern die in Tabelle 9.6 gezeigten Werte für die unterschiedlichen Kontaktformationen verwendet. Die Werte der verschiedenen Emittersättigungsstromdichten entstammen den experimentellen Befunden in Abb. 8.1 a) für den 20 Ω/sq n^{++} -Emitter im „as diffused“-Zustand (schwarze Symbole) und Abb. 8.17 für den überoxidierten 40 Ω/sq -Emitter mit Metall nach Bestrahlung mit optimaler Lasereinstellung. Die Basiskontaktsättigungsstromdichten wurden aus den in den Tabellen 8.2 und 8.3 gezeigten $S_{n0,abl}$ -Werten von 10^5 cm/s für LFCs und 10^6 cm/s für ps-Laser-B-KÖ (bei Niedriginjektion gilt: $S_{n0,abl} = S_{eff}$) entsprechend der Formel 6.29 (mit $N_A \gg \Delta n$) berechnet. Die mit diesen Parametern simulierten Kennlinien und Zellparameter sind Abbildung 9.5 zu entnehmen. Aus den Simulationen sind nur minimale Einflüsse der verschiedenen Kontaktformationen zu erkennen. Während das Experiment in Tabelle 9.5 eine deutliche Auswirkung der Basiskontaktöffnungen im Vergleich zu den LFC-Basiskontakten auf die offene Klemmenspannung und den Kurzschlussstrom sowohl für die Ausgangs- als auch für die erweiterte Zelle ergeben hat, verlieren die simulierten Zellen (Graph a) und E-KÖ verglichen mit E+B-KÖ in Graph b)) aufgrund der angegebenen elektrischen Parameter zur Beschreibung der lokalen Kontakte lediglich $0,13$ mA/cm² Kurzschlussstromdichte. Bei konstant bleibender offener Klemmenspannung resultiert hieraus ein minimaler Wirkungsgradverlust von $0,1\%$ absolut. Dieses Simulationsergebnis stellt eine starke Diskrepanz zu dem experimentell beobachteten Wirkungsgradverlust von bis zu $1,7\%$ absolut dar und ist möglicherweise auf die vereinfachende Beschreibung der Basiskontakte mittels eines injektionsunabhängigen $J_{0b,abl}$ -Wertes in der Simulation zurückzuführen. In dieser Form führen auch dem thermischen Limit entsprechende S -Werte von 10^7 cm/s in den Basiskontakten zu keiner nennenswerten Beeinflussung der Zellparameter im Vergleich zu den LFC-Kontakten.

Auch die Emitterkontaktöffnungen mit und ohne laserinduzierter Schädigung haben in der Simulation kaum einen Einfluss (n^{++} -E-KÖ verglichen mit E-KÖ in Graph b)). Es wird ein Spannungsverlust von 3 mV berechnet, der zu einem Wirkungsgradverlust von $0,06\%$ absolut führt. Anders als bei den Basiskontaktöffnungen entspricht dieses Ergebnis jedoch hervorragend den experimentellen Befunden.

Tabelle 9.6: Sättigungsstromdichten für verschiedene Formationen lokaler Emitter- und Basiskontakte

	Kontaktöffnungen auf	
	Emittergebiet (E-KÖ)	Basisgebiet (B-KÖ)
n^{++} -Kontaktöffnung	650 fA/cm ²	
ps-Laserkontaktöffnung	1250 fA/cm ²	534 pA/cm ²
Laser-Fired Contact (LFC)		53 pA/cm ²

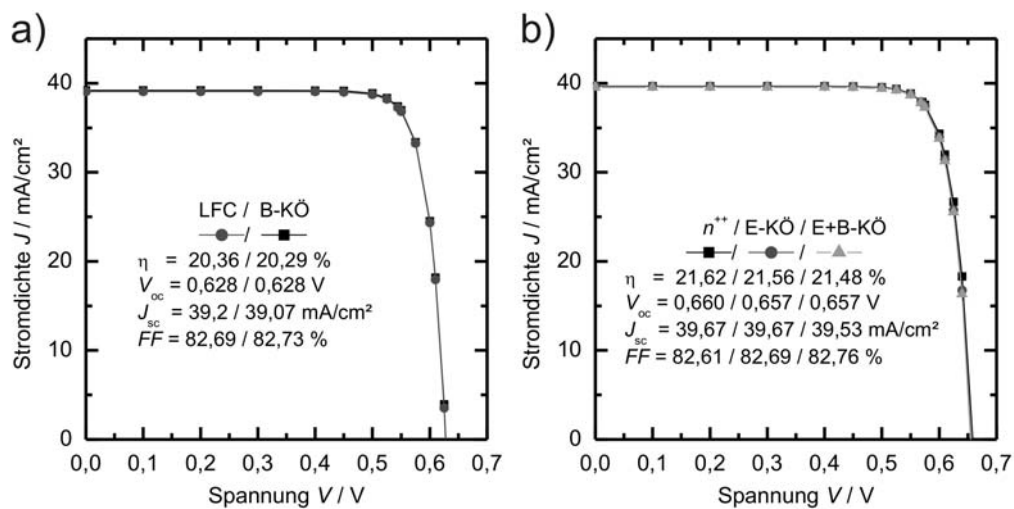


Abbildung 9.5: 2D-Simulationsergebnisse zur Auswirkung von Laserkontaktöffnungen auf die elektrischen Eigenschaften der RISE-EWT-Solarzelle. a) Vergleich zwischen Ausgangs-RISE-EWT-Solarzellen mit LFC-Kontakten (Kreissymbole, LFC) und mittels ps-Laserablation hergestellten Basiskontaktöffnungen (Quadratsymbole, B-KÖ). b) Vergleich zwischen RISE-EWT-Solarzellen des erweiterten Prozesses mit selektiv diffundierten Emittterkontaktöffnungen ohne Laserschädigung (Quadratsymbole, n^{++} -E-KÖ) und mittels ps-Laserablation hergestellten Emittterkontaktöffnungen (Kreissymbole, E-KÖ), beide Zellen mit LFC-Basiskontakten. Zusätzlich zeigt der Graph Ergebnisse für Zellen mit Basis- und Emittterlaserkontaktöffnungen (Dreiecksymbole, E+B-KÖ).

Kapitel 10

Bedeutung für die Si-Waferphotovoltaik

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten und vorgestellten Ergebnisse zur Erweiterung der RISE-EWT-Solarzelle sind von vielfältigem Interesse für die Si-Waferphotovoltaik. Sie legen das Potential dieser rückseitenkontaktierten Zelle dar. So konnten durch die Implementierung der ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung auf einer Fläche von 92 cm^2 und FZ-Si-Material maximale Wirkungsgrade von 21,4% erzielt werden. Dieser Werte liegt deutlich über dem Wirkungsgrad des Ausgangsdesigns der RISE-EWT-Solarzelle von 20% und anderen EWT-Zellkonzepten vergleichbarer Größe. Weitere Entwicklungen der Zelle, wie z.B. die Implementierung selektiver Emitterdiffusionen und Designoptimierungen können auf diesem Ergebnis aufbauend zu weiteren signifikanten Wirkungsgradsteigerungen führen. So wurden in Folge durch die Implementierung eines selektiven Emitters in den lokalen Emitterkontakten sowie in den EWT-Bohrungen und einem optimierten Zelldesign bereits Wirkungsgrade von 21,6% (s. Tab. 10.1) auf gleicher Fläche und gleichem Material erreicht [42] (s. Tabelle). Auch auf industrierelevantem Cz-Si-Material konnten durch diese Prozess-erweiterung Rekordwirkungsgrade von 19,8% erreicht werden [43].

Tabelle 10.1: Zellparameter von RISE-EWT-Solarzellen mit ganzflächiger Rückseitenpassivierung, selektivem Emitter und verbessertem Zelldesign auf 92 cm^2 Fläche gemessen mit abgedeckten Busbarbereichen. Die Cz-Si-Zelle wurde im stabilisiertem (ausgeheilten) Zustand vermessen. Die Werte wurden unabhängig bestätigt vom Kalibrierlabor *CalLab* des FhG-ISE.

Material	Fläche [cm^2]	η [%]	J_{sc} [mA/cm^2]	V_{oc} [mV]	FF [%]
FZ	92,1	21,6	41,0	673	78,3
Cz	92	19,8	39,9	666	74,4

Wie relevant diese Weiterentwicklungen für die Solarindustrie ist, lässt sich am Graph der Abbildung 10.1 a) ablesen. In dieser Auftragsung sind die Mittelwerte der Einschätzung führender deutscher Zellhersteller zu dem zukünftigen Anteil von Rückkontaktsolarzellen an der weltweiten Zellproduktion dargestellt [160]. Im Mittel wird bis zum Jahr 2020 ein Anteil von 50% für diese Hocheffizienz solarzellen erwartet.

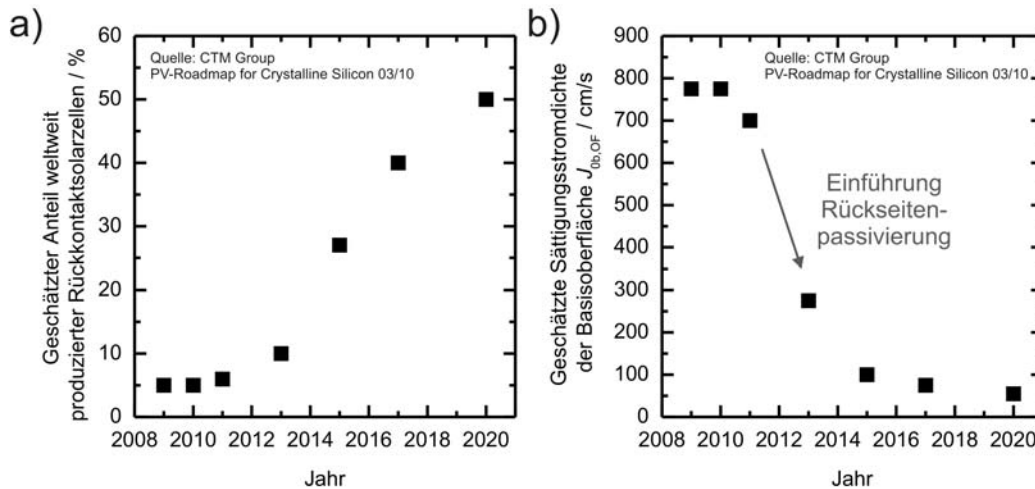


Abbildung 10.1: Mittelwerte der Einschätzungen der deutschen Zellhersteller Deutsche Cell, Bosch Solar Energy, Sovello, Q-Cells, Schott Solar, Solar-Watt, Solland, Scheuten und Sunways zu a) dem prozentualen Anteil von Rückkontaktsolarzellen an der Gesamtproduktion und b) der Entwicklung der Sättigungsstromdichte der Basisoberfläche auf der Rückseite der Standard-Siebdruck-Solarzelle.

Darüber hinaus tragen die Ergebnisse dieser Arbeit hinsichtlich der SiO_2 -Rückseitenpassivierung insbesondere jedoch bezüglich der Laserkontaktöffnungen zu der Erweiterung des Prozessverständnis bei. Sie leisten somit auch einen wertvollen Beitrag zu der Entwicklung anderer Zellkonzepte. So ist die ganzflächige Rückseitenpassivierung mit lokalen Kontaktöffnungen ein viel diskutierter Ansatz in der Industrie zur Weiterentwicklung der Standard-Siebdruck-Solarzelle. Das kann an der Einschätzung der deutschen Zellhersteller zu der Entwicklung der Sättigungsstromdichte der Basisoberfläche $J_{0b,OF}$ auf der Rückseite der Siebdruck-Solarzelle abgelesen werden. Etwa für das Jahr 2012 wird die Einführung der Rückseitenpassivierung erwartet und somit von einer deutlichen Reduzierung dieses Wertes ausgegangen. Viele in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen können auf diese Anwendung übertragen werden. Die Laserstrahlablation könnte somit eine Schlüsselrolle für die zukünftige Zellentwicklung spielen.

Kapitel 11

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die rückseitig kontaktierte RISE-EWT-Solarzelle ($\eta \approx 20\%$) weiterentwickelt und eine ganzflächige SiO_2 -Rückseitenpassivierung in das Ausgangszellkonzept integriert. Für die daraus resultierende Notwendigkeit, die dielektrische SiO_2 -Schicht für die Kontaktierung der Zelle lokal zu entfernen, wurde in dieser Arbeit der Ansatz der Laserstrahlablation verfolgt und entwickelt.

Integration eines zweiten Oxidationsprozesses

Ein Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Optimierung des Oxidationsprozesses zur Herstellung der ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung. Anhand der durchgeführten Untersuchungen wurde für den verwendeten Ofen eine optimale Oxidationstemperatur von 900°C bestimmt. Für höhere Temperaturen (1000°C) wurde eine erhöhte Rekombination in schwach dotierten texturierten Emitterbereichen beobachtet. Geringere Oxidationstemperaturen (850°C) hingegen resultieren in einer starken Erhöhung des Emitterschichtwiderstandes von z.B. $50 \Omega/\text{sq}$ auf $150 \Omega/\text{sq}$. Durch die Implementierung des entwickelten Oxidationsschritts in die Prozesssequenz konnte eine Reduzierung der Gesamtsättigungsstromdichte der RISE-EWT-Solarzelle von $790 \text{ fA}/\text{cm}^2$ auf $260 \text{ fA}/\text{cm}^2$ nachgewiesen werden. Es wurde gezeigt, dass diese deutlich reduzierten Rekombinationswerte neben der zusätzlichen Passivierung des Emitters auf der Zellrückseite vor allem auf die im Oxidationsprozess eingetriebenen Emitterprofile zurückzuführen sind. In der Summe wurde durch beide Effekte ein Spannungsgewinn von $\approx 30 \text{ mV}$ erreicht. Zusätzlich ergibt sich durch diese Erweiterung ein Stromgewinn von $0,9 \text{ mA}/\text{cm}^2$, welcher auf den eingetriebenen Vorderseitenemitter und den verbesserten optischen Spiegel auf der inneren Zellrückseite zurückgeführt werden konnte. Insgesamt führt die Integration der ganzflächigen SiO_2 -Rückseitenpassivierung in die RISE-EWT-Solarzelle zu einer Wirkungsgradsteigerung von $1,4\%$ absolut und somit zu einem Wirkungsgrad von $21,4\%$. Darauf aufbauend konnte mittels weiterer Optimierungen des RISE-EWT-Zellkonzeptes ein Rekordwirkungsgrad von $21,6\%$ erreicht werden.

Entwicklung der SiO_2 -Laserstrahlablation auf Emitter- und Basisgebieten

Anhand von Zell- und Dioden- J - V -Kennlinien wurde für die SiO_2 -Laserstrahlablation auf Zellemitter- und Basisgebieten ein frequenzkonvertierter Pikosekundenlaser als optimale Strahlquelle evaluiert und die zuverlässige Entfernung der SiO_2 -Schicht mittels dieser Technologie nachgewiesen.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, dass eine Phosphor-dotierter Emitter nach der Ablation einer darauf befindlichen SiO_2 -Schicht mittels eines 532 nm ps-Lasers bei optimalen Lasereinstellungen gegenüber laserschädigungsfreien Emitterbereichen eine um einen Faktor 2 höhere Sättigungsstromdichte aufweist. Mit einem Absolutwert von 1-3 pA/cm², je nach Emitterschichtwiderstand, ist die Rekombination in den laserbearbeiteten Emitterbereichen somit ausreichend gering für eine Anwendung dieser Technologie auf Hocheffizienz solarzellen. Diese Einschätzung wird durch die Auswertung von Kennlinien laserbearbeiteter Dioden gestützt. Die optimale Lasereinstellung wurde zu Maximalfluenzen im Bereich von 0,7 bis 3 J/cm² (für 600 μm flache Emitter bis 2 J/cm²) bestimmt. Bei diesen Fluenzen beträgt der aus den Diodenkennlinien abgeschätzte Wirkungsgradverlust einer Solarzelle mit einem Wirkungsgradniveau von 21% aufgrund der laserinduzierten Schädigung < 0,2% absolut. Dieses Ergebnis wurde anhand hergestellter RISE-EWT-Solarzellen sowie mittels 2D-Zellsimulationen bestätigt. RISE-EWT-Solarzellen mit ganzflächiger SiO_2 -Rückseitenpassivierung und ps-Laserkontaktöffnungen auf dem Rückseitenemitter erreichten mit 21,4% einen vergleichbaren Wirkungsgrad wie analog prozessierte Zellen mit laserschädigungsfreien lokalen Emitterkontakten.

Lokale Laserkontaktöffnungen auf dem Basisgebiet von Solarzellen wurden in dieser Arbeit mit den als Konkurrenztechnologie geltenden *Laser-Fired Contacts* (LFC) verglichen. Sowohl auf PERC- als auch auf RISE-EWT-Solarzellen wurde bei der Anwendung der ps-Laserablation im Vergleich zu LFCs ein Spannungsverlust von 10 - 20 mV nachgewiesen. Bei einem Unterschied in den in dieser Arbeit bestimmten lokalen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten in den Kontakten von $S_{\text{LFC}} = 10^5$ cm/s und $S_{\text{ps-Laser}} = 10^6$ cm/s konnte dieser Spannungsverlust primär auf die Anordnung der Kontakte zurückgeführt werden. Der LFC-Kontakt mit einem spezifischen Kontaktwiderstand von $\rho_k \approx 1$ m Ωcm^2 kann auf einem vierfach geringeren Flächenanteil angeordnet werden als die ps-Laserkontaktöffnung mit $\rho_k \approx 4$ m Ωcm^2 . Es konnte gezeigt werden, dass RISE-EWT-Solarzellen mit ps-Basiskontaktöffnungen auf gleichem Flächenanteil aber mit unterschiedlicher Kontaktanordnung Spannungsunterschiede von 10 mV aufweisen können.

Des Weiteren wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass erhöhte Rekombination nach ps-Laserstrahlablation von SiO_2 -Schichten bei optimalen Lasereinstellungen durch Kristalldefekte in den nicht aufgeschmolzenen Randbereichen der Laserspots hervorgerufen werden. Diese Defekte werden vermutlich mechanisch durch das Abheben der transparenten SiO_2 -Schicht aufgrund eines entstehenden Si-Dampfdrucks unter der Schicht verursacht. Oberhalb einer Maximalfluenz von ≈ 3 J/cm² entstehen zusätzlich schwerwiegende Defekte im wiedererstarteten Silicium.

Die Ablationsschwellfluenzen wurden in dieser Arbeit schichtdickenabhängig zu 0,7-1,2 J/cm² für 1064 nm, 0,1-0,35 J/cm² für 532 nm und zu 0,2-0,4 J/cm² für 355 nm ps-Laserwellenlängen bestimmt.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse tragen zum Prozessverständnis der Oxidation und der Laserstrahlablation bei und bilden somit eine Grundlage für die Überführung sowohl der SiO_2 -Rückseitenpassivierung als auch der Laserstrahlablation in die industrielle Fertigung in der Anwendung auf beliebige Zellkonzepte.

Literaturverzeichnis

- [1] G.A. Meehl, W.M. Washington, W.D. Collins, J.M. Arblaster, L.E. Buja, W.G. Strand and H. Teng. How much global warming and sea level rise? *Science*, **307**, 1769, 2005.
- [2] *Photon International - The Solar Power Magazine*, p. 3. Number 03/2010. Solarverlag Aachen, 2010.
- [3] M.J. Kerr. *Surface, emitter and bulk recombination in silicon and development of silicon nitride passivated solar cells*. PhD thesis, Australian National University, 2002.
- [4] J. Zhao, A. Wang and M.A. Green. 24.5% efficiency silicon PERT cells on MCZ substrates and 24.7% efficiency PERL cells on FZ substrates. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, **7**, 471, 1999.
- [5] A. Wang, J. Zhao and M.A. Green. 24% efficient silicon solar cells. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 602, 1990.
- [6] K. Bothe and J. Schmidt. Electronically activated boron-oxygen-related recombination centers in crystalline silicon. *J. Appl. Phys.*, **99**, 013701, 2006.
- [7] D.M. Chapin, C.S. Fuller and G.L. Pearson. A new silicon p-n junction photocell for converting solar radiation into electrical power. *J. Appl. Phys.*, **8**, 676, 1954.
- [8] J. Zhao. High efficiency crystalline silicon solar cells: research and production technology development. *Proceedings of the 15th International Photovoltaic Science & Engineering Conference*, Shanghai, China, 2005.
- [9] S.W. Glunz. High-efficiency crystalline silicon solar cells. *Advances in Opto-Electronics*, **2007**, 1, 2007.
- [10] M.D. Lammert and R.J. Schwartz. The interdigitated back contact solar cell: A silicon solar cell for use in concentrated sunlight. *IEEE Trans. Electron Devices*, **24**, 337, 1977.
- [11] R.J. Schwartz and M.D. Lammert. Silicon solar cells for high concentration application. *Proceedings of the IEEE International Electron Devices Meeting*, Washington, D.C., 1975.
- [12] P. Verlinden, P. van de Wiele, G. Stehelin and J.P. David. Optimized interdigitated back contact (IBC) solar cell for high concentrated sunlight. *Proceedings of the 18th IEEE Photovoltaic Specialist Conference*, Las Vegas, Nevada, 1985.

-
- [13] SunPower Corp. Pressemitteilung, 02.09.2009.
- [14] E. van Kerschaver, C. Zechner and J. Dicker. Double sided minority carrier collection in silicon solar cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, **47**, 711, 2000.
- [15] E. van Kerschaver, R. Einhaus, J. Szlufcik, J. Nijs and R. Mertens. A novel silicon solar cell structure with both external polarity contacts on the back. *Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Vienna, Austria, 1998.
- [16] E. van Kerschaver, C. Allebe, B. Devreese, L. Frisson and J. Szlufcik. Record high performance modules based on screen printed MWT solar cells. *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaic Specialist Conference*, New Orleans, Louisiana, 2002.
- [17] A.W. Weeber, R. Kinderman, P.C. de Jong and C.J.J. Tool. 17% cell efficiencies on large back-contacted multi-crystalline silicon solar cells. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Dresden, Germany, 2006.
- [18] D.R. Lillington, J.R. Kukulka, S.M. Bunyan and G.F.J. Garlick. Development of 8cm x 8cm silicon gridded back solar cell for space station. *Proceedings of the 19th IEEE Photovoltaic Specialist Conference*, New Orleans, Louisiana, 1987.
- [19] *Photon - Das Solarstrom-Magazin*, 32–35. Number 04/2004. Solarverlag Aachen, 2004.
- [20] E. van Kerschaver and G. Beaucarne. Back-contact solar cells: A review. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, **14**, 107, 2006.
- [21] A.R. Burgers, J.H. Bultman, A.C. Tip and W.C. Sinke. Metallisation patterns for interconnection through holes. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **65**, 347, 2001.
- [22] E. Schneiderlöchner, R. Preu, R. Lüdemann, S.W. Glunz and G. Willeke. Laser-fired contacts (LFC). *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1303, Munich, Germany, 2001.
- [23] C. Ulzhöfer, S. Hermann, N.-P. Harder, P.P. Altermatt and R. Brendel. The origin of reduced fill factors of emitter-wrap-through-solar cells. *Phys. Status Solidi RRL*, **2**, 251, 2008.
- [24] C. Ulzhöfer, P.P. Altermatt, N.-P. Harder and R. Brendel. Loss analysis of emitter-wrap-through (EWT) silicon solar cells by means of experiment and three-dimensional device modeling. *J. Appl. Phys.*, 2010. DOI: 10.1063/1.3373612.

- [25] J.M. Gee, K. Schubert and P.A. Basore. Emitter wrap-through solar cell. *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 265, Louisville, 1993.
- [26] R. Hall and T. Soltys. Polka dot solar cell. *Proceedings of the 14th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 550, San Diego, California, 1980.
- [27] O. Leistiko. The waffle: A new photovoltaic diode geometry having high efficiency and backside contacts. *Proceedings of the 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, p. 1462, Waikoloa, Hawaii, 1994.
- [28] P. Hacke, J.M. Gee, M.W. Summer, J. Salami and C. Honsberg. Application of a boron source diffusion barrier for the fabrication of back contact silicon solar cells. *Proceedings of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 1181, Lake Buena Vista, Florida, 2005.
- [29] P. Hacke, J.M. Gee, M. Hilali, J. Dominguez, H. Dundas, A. Jain and G. Lopez. Current status of technologies for industrial emitter wrap-through solar cells. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 761, Dresden, Germany, 2006.
- [30] Inc. Advent Solar. Pressemitteilung, 14.04.2009.
- [31] P. Engelhart, A. Teppe, A. Merkle, R. Grischke, R. Meyer, N.P. Harder and R. Brendel. The RISE-EWT solar cell - a new approach towards simple high efficiency silicon solar cells. *Proceedings of the 15th International Photovoltaic Science and Engineering Conference*, p. 802, Shanghai, China, 2005.
- [32] P. Engelhart. *Lasermaterialbearbeitung als Schlüsseltechnologie zum Herstellen rückseitig kontaktierter Siliciumsolarzellen*. PhD thesis, University Hannover / ISFH, 2007.
- [33] *Photon - Das Solarstrom-Magazin*. Number 06/08. Solarverlag Aachen, 2008.
- [34] A. Schönecker, H.H.C. de Moor, A.R. Burgers, A.W. Weeber, J. Hoorstra, W.C. Sinke, P.P. Michiels and R.A. Steeman. An industrial multi-crystalline EWT solar cell with screen printed metallisation. *Proceedings of the 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 796, Barcelona, Spain, 1997.
- [35] D.D. Smith, J.M. Gee, M.D. Bode and J.C. Jimeno. Circuit modeling of the emitter-wrap-through solar cell. *IEEE Trans. Electron Devices*, **46**, 1993, 1999.
- [36] A. Kress, R. Tölle, T. Bruton, P. Fath and E. Bucher. 10 x 10cm² screen printed back contact cell with a selective emitter. *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaic Specialist Conference*, p. 213, Anchorage, Alaska, 2000.
- [37] W. Neu, A. Kress, W. Jooss, P. Fath and E. Bucher. Low-cost multicrystalline back-contact silicon solar cells with screen printed metallization. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **74**, 139, 2002.

- [38] S.W. Glunz, J. Dicker, D. Kray, J.Y. Lee, R. Preu, S. Rein, E. Schneiderlöchner, J. Sölter, W. Warta and G. Willeke. High-efficiency cell structures for medium-quality silicon. *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1287, Munich, Germany, 2001.
- [39] D. Kray, J. Dicker, D. Osswald, A. Leimenstoll, S.W. Glunz, W. Zimmermann, K.H. Tentscher and G. Strobl. Progress in high-efficiency emitter-wrap-through cells on medium quality substrates. *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Osaka, Japan, 2003.
- [40] C. Peters, P. Engelhart, M. Hlusiak, R. Wade, R. Jesswein, D. Rychtarik, J.W. Müller, C. Ulzhöfer, S. Spätlich, T. Neubert, N.P. Harder, C. Schmiga, D. Kray, A. Grohe and S.W. Glunz. ALBA - development of high-efficiency multicrystalline Si EWT solar cells for industrial fabrication at Q-Cells. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1010, Valencia, Spain, 2008.
- [41] S. Hermann, P. Engelhart, A. Merkle, T. Brendemühl, R. Meyer, N.P. Harder and R. Brendel. 21.4%-efficient emitter wrap-through RISE solar cell on large area and picosecond laser processing of local contact openings. *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 970, Milan, Italy, 2007.
- [42] S. Hermann and N.-P. Harder. *Jahresbericht 2007*. Institut für Solarenergieforschung Hameln, 2008.
- [43] B. Lim, S. Hermann, K. Bothe, J. Schmidt and R. Brendel. Solar cells on low-resistivity boron-doped Czochralski-grown silicon with stabilized efficiencies of 20%. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 162102, 2008.
- [44] S. Hermann, A. Merkle, C. Ulzhöfer, S. Dorn, I. Feilhaber, M. Berger, T. Friedrich, T. Brendemühl, N.-P. Harder, L. Ehlers, K. Weise, R. Meyer and R. Brendel. 19.2% p-type Cz RISE-EWT solar cell on large area. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 2010. submitted.
- [45] P. Engelhart, N.P. Harder, T. Horstmann, R. Grischke, R. Meyer and R. Brendel. Laser-ablation of passivating sin layers for locally contacting emitters of high-efficiency solar cells. *Proceedings of the 4th World Conference of Photovoltaic Energy Conversion*, p. 1024, Waikoloa, Hawaii, 2006.
- [46] M.S. Tyagi and R. van Overstraeten. Minority carrier recombination in heavily-doped silicon. *Solid State Electron.*, **26**, 577, 1983.
- [47] M.J. Kerr and A. Cuevas. General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon. *J. Appl. Phys.*, **91**, 2473, 2002.
- [48] W. Shockley and W.T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Phys. Rev.*, **87**, 835, 1952.

- [49] R.N. Hall. Electron-hole recombination in germanium. *Phys. Rev.*, **87**, 387, 1952.
- [50] S.M. Sze. *Physics of semiconductor devies*. Wiley, New York, 2006.
- [51] J. Schmidt. *Untersuchungen zur Ladungsträgerrekombination an den Oberflächen und im Volumen von kristallinen Silicium-Solarzellen*. PhD thesis, University of Hannover, 1998.
- [52] A.S. Grove and D.J. Fitzgerald. Surface effects on p-n junctions: characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions. *Solid State Electron.*, **9**, 783, 1966.
- [53] D.J. Fitzgerald and A.S. Grove. Surface recombination in semiconductors. *Surf. Sci.*, **9**, 347, 1968.
- [54] R.B.M. Girisch, R.P. Mertens and R.F. de Keersmaecker. Determination of Si-SiO₂ interface recombination parameters using a gate-controlled point-junction diode under illumination. *IEEE Trans. Electron Devices*, **35**, 203, 1988.
- [55] A.B. Sproul. Dimensionless solution of the euqation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors. *J. Appl Phys.*, **76**, 2861, 1994.
- [56] V. Grivickas, D. Noreika and J.A. Tellefsen. Surface and Auger recombinations in silicon wafers of high carrier density. *Lietuvos Fizikos Rinkinys*, **29**, 591, 1989.
- [57] A.W. Blakers, A. Wang, A.M. Milne, J. Zhao and M.A. Green. 22.8% efficient silicon solar cell. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1363, 1989.
- [58] J. Hoche. *Technologie zur Herstellung dreidimensionaler Siliziumstrukturen*. Shaker Verlag GmbH, 2000.
- [59] P. Engelhart, N.P. Harder, T. Neubert, H. Plagwitz, B. Fischer, R. Meyer and R. Brendel. Laser-processing of 22% efficient back-contacted silicon solar cells. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 773, Dresden, Germany, 2006.
- [60] A.J. Lennon, R.Y. Utama, M.A.T. Lenio, A.W.Y. Ho-Baillie, N.B. Kuepper and S.R. Wenham. Forming openings to semiconductor layers of silicon solar cells by inkjet printing. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **92**, 1410, 2008.
- [61] F. Book, B. Raabe and G. Hahn. Two diffusion step selective emitter: comparison of mask opening by laser or etching paste. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Energy Conference*, p. 1546, Valencia, Spain, 2008.

- [62] A. Metz. *Neuartige höchsteffiziente Silicim-Solarzellen mit schräg im Hochvakuum aufgedampften Al/SiO_x/n-Si-Tunnelkontakten*. PhD thesis, University Hannover / ISFH, 2000.
- [63] S.H. Lee. Cost effective process for high-efficiency solar cells. *Sol. Energy*, **83**, 1285, 2009.
- [64] S.W. Glunz, R. Preu, S. Schäfer, E. Schneiderlöchner, W. Pfleging, R. Lüdemann and G. Willeke. New simplified methods for patterning the rear contact of RP-PERC high-efficiency solar cells. *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 168, Anchorage, Alaska, 2000.
- [65] A. Knorz, A. Grohe, C. Harmel, R. Preu and J. Luther. Progress in selective laser ablation of dielectric layers. *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1488, Milan, Italy, 2007.
- [66] S. Hermann, T. Neubert, B. Wolpensinger, N.P. Harder and R. Brendel. Process characterisation of picosecond laser ablation of SiO₂ and SiN_x layers on planar and textured surfaces. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1204, Valencia, Spain, 2008.
- [67] V. Rana, Z. Zhang, C. Lazik, R. Mishra, T. Weidman and C. Eberspacher. Investigations into selective removal of silicon nitride using laser for crystalline silicon solar cells. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1942, Valencia, Spain, 2008.
- [68] T. Rublack and G. Seifert. Selective ablation of passivation layers on silicon solar cells by ultrashort femtosecond laser pulses. *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 564, Hamburg, Germany, 2009.
- [69] A. Knorz, M. Aleman, A. Grohe, R. Preu and S.W. Glunz. Laser ablation of anti-reflection coatings for pated contacts yielding solar efficiencies above 20%. *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1002, Hamburg, Germany, 2009.
- [70] S. Hermann, T. Dezhdar, N.-P. Harder, M. Seibt, S. Stroj and R. Brendel. Impact of surface topography and laser pulse duration for laser ablation of solar cell front side passivating SiN_x layers. *J. Appl. Phys.*, 2010. submitted.
- [71] K. Neckermann, S.A.G.D. Correia, G. Andrae, M. Bähr, J. Lossen, E. Ose, L. Redlich, I. Köhler and H. Metzner. Local structuring of dielectric layers on silicon for improved solar cell metallization. *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1656, Milan, Italy, 2007.
- [72] S.A.D. Correia, J. Lossen, M. Wald, K. Neckermann and M. Bähr. Selective laser ablation of dielectric layers. *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1061, Milan, Italy, 2007.

- [73] V. Juzumas, A. Galdikas, A. Melninkaitis and G. Slekys. Laser ablation of passivating barrier layer coated silicon using high repetition rate femtosecond pulses for selective emitter formation. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 1397, Valencia, Spain, 2008.
- [74] P. Engelhart, S. Hermann, H. Plagwitz, R. Grischke, R. Meyer, U. Klug, A. Schoonderbeek, U. Stute and R. Brendel. Laser ablation of SiO_2 for locally contacted silicon solar cells with ultrashort pulses. *Prog. in Photovolt.: Research and Application*, **15**, 521, 2007.
- [75] Al.L. Fahrenbruch and R.H. Bube. *Fundamentals of solar cells*. Academic Press, New York, 1983.
- [76] A.G. Aberle, S.R. Wenham and M.A. Green. A new method for accurate measurements of the lumped series resistance of solar cells. *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 133, Louisville, Kentucky, 1993.
- [77] K.R. Catchpole and A.W. Blakers. Modelling the PERC structure for industrial quality silicon. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **73**, 189, 2002.
- [78] M. Schöfthaler, U. Rau and H. Werner. Direct observation of a scaling effect on effective minority carrier lifetimes. *J. Appl. Phys.*, **76**, 4168, 1994.
- [79] B. Fischer. *Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements*. PhD thesis, University of Konstanz, 2003.
- [80] H. Plagwitz. *Surface passivation of crystalline silicon solar cells by amorphous silicon films*. PhD thesis, University of Hannover, 2007.
- [81] W. de Gruyter. *Lehrbuch der Experimentalphysik*. 3rd Edition, 1993.
- [82] N. Bloembergen. Laser-induced electric breakdown in solids. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, 375, 1974.
- [83] E. Yablonovitch and N. Bloembergen. Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in transparent media. *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 907, 1972.
- [84] X. Liu, D. Du and G. Mourou. Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1706, 1997.
- [85] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier and G. Mourou. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7ns to 150fs. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3071, 1994.

- [86] H.K. Tönshoff, A. Ostendorf and N. Bärsch. Processing of semiconductors with femtosecond lasers. *High-Power Laser Ablation IV, Proceedings of SPIE Vol. 4760*, p. 326, 2002.
- [87] R.H.M. Groeneveld, R. Sprik and A. Lagendijk. Effect of a nonthermal electron distribution on the electron-phonon energy relaxation process in noble metals. *Phys. Rev. B*, **45**, 5079, 1992.
- [88] D. von der Linde and K. Sokolowski-Tinten. The physical mechanism of short-pulse laser ablation. *Appl. Surf. Sci.*, **145**, 1, 2000.
- [89] M. Lax. Temperature rise by a laser beam. *J. Appl. Phys.*, **48**, 3919, 1977.
- [90] M.I. Kaganov, I.M. Lifshitz and L.V. Tanatarov. Relaxation between electrons and the crystalline lattice. *Sov. Phys. JETP*, **4**, 173, 1957.
- [91] S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich and T.L. Perelman. Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. *Sov. Phys. JETP*, **39**, 375, 1974.
- [92] B.N. Chichkov, C. Momma, F. von Alvensleben and A. Tünnermann. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. A*, **63**, 109, 1996.
- [93] D.F. Edwards. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press Inc., Orlando, Florida, 1985.
- [94] B.C. Stuart, M.D. Feit, A.M. Rubenchik, B.W. Shore and M.D. Perry. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2248, 1995.
- [95] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek and F. Krausz. Femtosecond optical breakdown in dielectrics. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4076, 1998.
- [96] H.H. Zhao, T. Ryan, P.S. Ho, A.J. McKerrow and W.Y. Shih. Measurement of elastic modulus, poisson ration, and coefficient of thermal expansion of on-wafer submicron films. *J. Appl. Phys.*, **85**(9), 6421, 1999.
- [97] I. Blech and U. Cohen. Effects of humidity on stress in thin silicon dioxide films. *J. Appl. Phys.*, **53**, 4202, 1982.
- [98] J.B. Baldo and W.N. dos Santos. Phase transitions and their effects in the thermal diffusivity behaviour of some SiO₂ polymorphs. *Ceramica*, **48**, 172, 2002.
- [99] M. G. Burzo, P.L. Komarov and P.E. Raad. Thermal transport properties of gold-covered thin-film silicon dioxide. *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.*, **26**, 80, 2003.

-
- [100] H.R. Philipp. *Handbook of optical constants of Solids*. Academic Press Inc., Orlando, Florida, 1985.
- [101] H.A. Weakliem and D. Redfield. Temperature dependence of the optical properties of silicon. *J. Appl. Phys.*, **50**, 1491, 1979.
- [102] G.E. Jellison and D.H. Lowndes. Optical absorption coefficient of silicon at elevated temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 594–596, 1982.
- [103] G.E. Jellison and F.A. Modine. Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7 eV at elevated temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 180, 1982.
- [104] G.E. Jellison and D.H. Lowndes. Optical absorption coefficient of silicon at 1.152 μ m at elevated temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 594, 1982.
- [105] G.E. Jellison and H.H. Burke. The temperature dependence of the refractive index of silicon at elevated temperatures at several laser wavelengths. *J. Appl. Phys.*, **60**, 841, 1986.
- [106] J.D. Hoyland and D. Sands. Temperature dependent reactive index of amorphous silicon determined by time-resolved reflectivity during low fluence excimer laser heating. *J. Appl. Phys.*, **99**, 2006.
- [107] G.E. Jellison and D.H. Lowndes. Measurements of the optical properties of liquid silicon and germanium using nanosecond time-resolved ellipsometry. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 352, 1987.
- [108] M.S.K. Fuchs. Optical properties of liquid silicon: the integral equation approach. *J. Phys. Condens. Matter*, **12**, 4341, 2000.
- [109] K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski and D. von der Linde. Ultrafast laser-induced order-disorder transitions in semiconductors. *Phys. Rev. B*, **51**, 186, 1995.
- [110] H.R. Shanks, P.D. Maycock, P.H. Sidles and G.C. Danielson. Thermal conductivity of silicon from 300 to 1400K. *Phys. Rev.*, **130**, 1743, 1963.
- [111] J.E. Moody and R.H. Hendel. Temperature profiles induced by a scanning cw laser beam. *J. Appl. Phys.*, **53**, 4364, 1982.
- [112] H. Tada, A.E. Kumpel, R.E. Lathrop, J.B. Slanina, P. Nieva, P. Zavracky, I.N. Miaoulis and P.Y. Wong. Thermal expansion coefficient of polycrystalline silicon and silicon dioxide thin films at high temperatures. *J. Appl. Phys.*, **87**, 4189, 2000.
- [113] J.M. Liu. Simple technique for measurement of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Opt. Lett.*, **7**, 196, 1982.

- [114] J.M. Liu, R. Yen, H. Kurz and N. Bloembergen. Phase transformation on and charged particle emission from a silicon crystal surface, induced by picosecond laser pulses. *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 755, 1981.
- [115] A.G. Cullis, H.C. Webber, N.G. Chew, J.M. Poate and P. Baeri. Transitions to defective crystal and the amorphous state induced in elemental Si by laser quenching. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 219, 1982.
- [116] A.G. Cullis, N.G. Chew, H.C. Webber and D.J. Smith. Orientation dependence of high speed silicon crystal growth from the melt. *J. Cryst. Growth*, **68**, 624, 1984.
- [117] K.S. Jones, S. Prussin and E.R. Weber. A systematic analysis of defects in ion-implanted silicon. *Appl. Phys. A*, **45**, 1, 1988.
- [118] J. Narayan and O.W. Holland. Solid-phase-epitaxial growth in ion-implanted silicon. *Phys. State Solidi A*, **73**, 225, 1982.
- [119] J. Narayan. Interface structures during solid-phase-epitaxial growth in ion-implanted semiconductors and a crystallization model. *J. Appl. Phys.*, **53**, 8607, 1982.
- [120] J. Washburn, C.S. Murty, D. Sadana, P. Byrne, R. Gronsky, N. Cheung and R. Kilaas. The crystalline to amorphous transformation in silicon. *Nucl. Instrum. Methods*, **209**, 345, 1983.
- [121] D. Kray and S.W. Glunz. Investigation of laser-fired rear-side recombination properties using an analytical model. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, **14**, 195, 2006.
- [122] M.L. Reed and J.D. Plummer. Chemistry of Si-SiO₂ interface trap annealing. *J. Appl. Phys.*, **63**, 5776, 1988.
- [123] M Theiss. *Hard- and Software for Optical Spectroscopy*. Aachen, Germany.
- [124] J. Bonse, J.M. Wrobel, J. Krüger and W. Kautek. Ultrashort-pulse laser ablation of indium phosphide in air. *Appl. Phys. A*, **72**, 89, 2001.
- [125] E. Coyne, J.P. Magee, P. Mannion, G.M. OConnor and T.J. Glynn. STEM (scanning transmission electron microscopy) analysis of femtosecond laser pulse induced to bulk silicon. *Appl. Phys. A*, **81**, 371, 2005.
- [126] J. Eichler and H.J. Eichler. *LASER Bauformen, Strahlführung, Anwendung*. Springer-Verlag, 5. Auflage Edition, 2003.
- [127] G.K. Reeves and H.B. Harrison. Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements. *IEEE Electron Device Lett.*, **3**, 111, 1982.

-
- [128] D.L. Meier and D.K. Schroder. Contact resistance: Its measurement and relative importance to power loss in a solar cell. *IEEE Electron Device Lett.*, **31**, 647, 1984.
- [129] W. Shockley. Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors. Technical report al-tor-64-207, Air Force Atomic Laboratory, 1964.
- [130] D.P. Kennedy and P.C. Murley. A two-dimensional mathematical analysis of the diffused semiconductor resistor. *IBM J. Res. Dev.*, **12**, 1968.
- [131] S. Deb and B.R. Nag. Measurement of lifetime of carriers in semiconductors through microwave reflection. *J. Appl. Phys.*, **33**, 4, 1962.
- [132] M. Kunst and G. Beck. The study of charge carrier kinetics in semiconductors by microwave conductivity measurements. *J. Appl. Phys.*, **60**, 3558, 1986.
- [133] N.J. Harrick. Lifetime measurements of excess carriers in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, **27**, 1439, 1956.
- [134] Z.G. Ling and P.K. Ajmera. Measurement of bulk lifetime and surface recombination velocity by infrared absorption due to pulsed optical excitation. *J. Appl. Phys.*, **69**, 519, 1991.
- [135] V. Grivickas, J. Linnros, A. Vigelis, J. Seckus and J.A. Tellefsen. A study of carrier lifetime in silicon by laser-induced absorption: a perpendicular geometry measurement. *Solid State Electron.*, **35**, 299, 1992.
- [136] R. Brendel, M. Ball, B. Bodmann, J. Kentsch and M. Schulz. Analysis of photoexcited charge carrier density profiles in Si wafers by using an infrared camera. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 437, 2002.
- [137] T. Tiedje, J.I. Haberman, R.W. Francis and A.K. Ghosh. An rf bridge technique for contactless measurement of the carrier lifetime in silicon wafers. *J. Appl. Phys.*, **54**, 2499, 1983.
- [138] D.E. Kane and R.M. Swanson. Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method. *18th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 578, Las Vegas, Nevada, 1985.
- [139] R.A. Sinton and A. Cuevas. Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2510, 1996.
- [140] F. Dannhäuser. Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger. *Solid State Electron.*, **15**, 1371, 1972.
- [141] P.A. Basore. *PC-1D Installation Manual and User's Guide Version 2.1*. Iowa State University Research Foundation, 1989.

- [142] H. Nagel, C. Berge and A.G. Aberle. Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, **86**, 6218, 1999.
- [143] Keith R. McIntosh, Gay Lau, James N. Cotsell, Katherine Hanton, Derk L. Bätzner, Fabian Bettiol and Bryce S. Richards. Increase in external quantum efficiency of encapsulated silicon solar cells from a luminescent down-shifting layer. *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, **17**, 191, 2008.
- [144] R. Brendel. Modeling solar cells with the dopant-diffused layers treated as conductive boundaries. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, 2010. DOI: 10.1002/pip.954.
- [145] O. Breitenstein, P. Altermatt, K. Ramspeck and A. Schenk. The origin of ideality factors $n > 2$ of shunts and surfaces in the dark I-V curves of Si solar cells. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Energy Conference*, p. 625, Milan, Italy, 2006.
- [146] A. Cuevas, P.A. Basore, G. Giroult-Matlakowski and C. Dubois. Surface recombination velocity of highly doped n-type silicon. *J. Appl. Phys.*, **80**, 3370, 1996.
- [147] P.P. Altermatt, J.O. Schumacher, A. Cuevas, M.J. Kerr, S.W. Glunz, R.R. King, G. Heiser and A. Schenk. Numerical modeling of highly doped Si:P emitters based on Fermi-Dirac statistics and self-consistent material parameters. *J. Appl. Phys.*, **92**, 3187, 2002.
- [148] K.R. McIntosh and L.P. Johnson. Recombination at textured silicon surfaces passivated with silicon dioxide. *J. Appl. Phys.*, **105**, 124520–1, 2009.
- [149] A. Stesmans and V.V. Afanasev. Thermally induced interface degradation in (100) and (111) Si/SiO₂ analyzed by electron spin resonance. *J. Vac. Sci Technol. B*, **16**, 3108, 1998.
- [150] P.J. Cousins and J.E. Cotter. Minimizing lifetime degradation associated with thermal oxidation of upright randomly textured silicon surfaces. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **90**, 228, 2006.
- [151] J. Dicker. *Analyse und Simulation von hocheffizienten Silizium-Solarzellenstrukturen für industrielle Fertigungstechniken*. PhD thesis, University of Konstanz, 2003.
- [152] K.D. Li and P.M. Fauchet. Picosecond determination of the dielectric function of liquid silicon at 1064nm. *Solid State Commun.*, **61**, 207, 1987.
- [153] D. von der Linde and N. Fabricius. Observation of an electronic plasma in picosecond laser annealing of silicon. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 991, 1982.

-
- [154] J.M. Liu, H. Kurz and N. Bloembergen. Picosecond time-resolved plasma and temperature-induced changes of reflectivity and transmission in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 643, 1982.
- [155] A. Lietoila and J.F. Gibbons. Calculation of carrier and lattice temperatures induced in si by picosecond laser pulses. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 624, 1982.
- [156] M.J. Kerr, J. Schmidt, A. Cuevas and J.H. Bultman. Surface recombination velocity of phosphorus-diffused silicon solar emitters passivated with plasma enhanced chemical vapor deposited silicon nitride and thermal silicon oxide. *J. Appl. Phys.*, **89**, 3821, 2001.
- [157] D. Kray, M. Hermle and S.W. Glunz. Theory and experiments on the back side reflectance of silicon wafer solar cells. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, **16**, 1, 2008.
- [158] R. Brendel, S. Dreissigacker, C. Ulzhöfer, N.P. Harder and P.P. Altermatt. Free energy loss analysis for solar cells. *Proceedings of the 18th NREL Workshop on Crystalline Silicon Solar Cells & Modules*, p. 113, Vail, Colorado, 2008.
- [159] P. Engelhart, N.P. Harder, R. Grischke, A. Merkle, R. Meyer and R. Brendel. Laser structuring for back junction silicon solar cells. *Prog. Photovolt.: Research and Application*, **15**, 237–243, 2007.
- [160] CTM Group. PV-Roadmap for crystalline silicon. <http://itrpv.net/>, 03/ 2010.

Veröffentlichungen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

Publikationen in referierten Zeitschriften

1. P. Engelhart, S. Hermann, T. Neubert, H. Plagwitz, R. Grischke, R. Meyer, U. Klug, A. Schoonderbeek, U. Stute, R. Brendel. Laser Ablation of SiO₂ for Locally Contacted Si Solar Cells with Ultra-Short Pulses. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **15**, 521–527, 2007.
2. C. Ulzhöfer, S. Hermann, N.-P. Harder, P.P. Altermatt, R. Brendel. The origin of reduced fill factors of emitter-wrap-through solar cells. *Physica Status Solidi (RRL)*, **2**, 251–253, 2008.
3. B. Lim, S. Hermann, K. Bothe, J. Schmidt, R. Brendel. Solar cells on low-resistivity boron-doped Czochralski-grown silicon with stabilized efficiencies of 20%. *Applied Physics Letters*, **93**, 162102, 2008.
4. N.-P. Harder, S. Hermann, A. Merkle, T. Neubert, T. Brendemühl, P. Engelhart, R. Meyer, R. Brendel. Laser-processed high-efficiency silicon RISE-EWT solar cells and characterisation. *Physica Status Solidi*, **C6**, 736–742, 2008.
5. S. Hermann, N.-P. Harder, R. Brendel, D. Herzog, H. Haferkamp. Picosecond laser ablation of SiO₂ layers on silicon substrates. *Applied Physics A*, **99**, 151–158, 2010.
6. S. Hermann, A. Merkle, C. Ulzhöfer, S. Dorn, I. Feilhaber, M. Berger, T. Friedrich, T. Brendemühl, N.-P. Harder, L. Ehlers, K. Weise, R. Meyer, R. Brendel. Progress in emitter wrap-through solar cell fabrication on boron doped Czochralski-grown silicon. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, doi: 10.1016/j.solmat.2010.12004, 2010.
7. S. Hermann, T. Dezhdar, N.-P. Harder, M. Seibt, S. Stroj, R. Brendel. Impact of surface topography and laser pulse duration for laser ablation of solar cell front side passivating SiN_x layers. *Journal of Applied Physics*, **108**, 114514, 2010.

Publikationen auf internationalen Konferenzen

8. S. Hermann, P. Engelhart, A. Merkle, T. Neubert, T. Brendemühl, R. Meyer, N.-P. Harder, R. Brendel. 21.4%-efficient emitter wrap-through RISE solar cell on large area. *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Milan, Italy, 2007, 970–975.

9. S. Hermann, T. Neubert, B. Wolpensinger, N.-P. Harder, R. Brendel. Process characterisation of picosecond laser ablation of SiO₂ and SiN_x layers on planar and textured surfaces. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Valencia, Spain, 2008, 1204–1208.
10. B. Lim, S. Hermann, K. Bothe, J. Schmidt, R. Brendel. Permanent deactivation of the boron-oxygen recombination center in silicon solar cells. *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Valencia, Spain, 2008, 1018–1022.
11. S. Eidelloth, T. Neubert, T. Brendemühl, S. Hermann, P. Giesel, R. Brendel. High speed laser structuring of crystalline silicon solar cells. *Proceedings of the 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Philadelphia, Pennsylvania, 2009, 657–662.
12. C. Ulzhöfer, S. Hermann, N.-P. Harder, P.P. Altermatt, R. Brendel. VIRE-effect: via-resistance induced recombination enhancement - the origin of reduced fill factors of emitter wrap through solar cells. *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Hamburg 2009, 937–941.
13. P.P. Altermatt, S. Steingrube, Y. Yang, C. Sprodowski, T. Dezhdar, S. Koc, B. Veith, S. Hermann, R. Bock, J. Schmidt, R. Brendel. Highly predictive modelling of emitter solar cells for industrial applications. *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, Hamburg 2009, 901–906.

Patentanmeldung

1. S. Hermann, R. Meyer. Verfahren zur Metallkontaktierung einer Solarzelle oder eines Solarmoduls. *DE 10 2008 060 211.6*, 2008.

Vorträge

1. Rückseitenkontaktierte Hocheffizienz solarzellen RISE-EWT. *Silicon-FOREST 2007, Workshop, Falkau*, 12.03.2007.
2. 21.4%-efficient emitter wrap-through RISE solar cell on large area and picosecond laser processing of local contact openings. *22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, Italy*, 04.09.2007.
3. Kurzpuls-Laserprozesse für hocheffiziente Solarzellen. *Silicon-FOREST 2008, Workshop, Falkau*, 25.02.2008.
4. Process characterisation of picosecond laser ablation of SiO₂ and SiN_x layers on planar and textured surfaces. *23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia, Spain*, 04.09.2008.

5. Laser technology for high efficiency solar cell fabrication. *2nd International Symposium on Laser-Micromechanics, Chemnitz, 12.11.2008.*
6. Kurzpuls-Laserprozesse für hocheffiziente Solarzellen. *Partnertreffen der Photonic-Net Mitglieder, Emmerthal, 07.11.2008.*
7. Laserbasierte Hocheffizienz-Solarzellenentwicklung. *Doktorandenseminar Laser Zentrum Hannover, Hannover, 26.11.2008.*
8. Laserstrahlablation von SiO₂-Passivierschichten mit Anwendung auf die RISE-EWT-Solarzelle. *Doktorandenseminar Laser Zentrum Hannover, Hannover, 12.03.2010.*

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Sonja Hermann
Geburtsdatum 02. November 1980
Nationalität deutsch
Familienstand ledig

Schulbildung

1992 - 2000 **St. Angela Gymnasium Wipperfürth**
Abschluss der Allgemeinen Hochschulreife
im Juni 2000

Volontariat

Juli 2000 - Dezember 2000 **Children's and Adult's Home
of the Missionaries of Charity,
Sisters of Mother Teresa**
in Kumasi / Ghana

Hochschulausbildung

Oktober 2001 bis Februar 2006 **Fachhochschule Aachen, Abt. Jülich**
Studium der Physikalischen Technik
Vertiefungsrichtungen: Lasertechnik und Optik,
Angewandte Physik

Oktober 2004 bis März 2005 Praxissemester in Indien:
Renewable Energy Centre Mithradham
in Aluva / Kerala
Solar Department of the Brahma Kumaris
in Mount Abu / Rajasthan

November 2005 bis Januar 2006 **Laser Zentrum Hannover e.V.**
Diplomarbeit: Herstellung photoaktiver
Schichten aus alternativen Halbleitermaterialien
für eine neuartige Dünnschicht Solarzelle
Diplom: Februar 2006 mit Auszeichnung

Anstellungen

Juni 2006 bis Juni 2010 **Institut für Solarenergieforschung (ISFH)**

Wissenschaftliche Mitarbeiterin

im Bereich Solarzellenentwicklung

seit August 2010 **Fa. Q-Cells SE**

Technologin

im Bereich F&E Solarzellen