

Lasermaterialbearbeitung als Schlüsseltechnologie zum Herstellen rückseitenkontaktierter Siliciumsolarzellen

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informatik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
(abgekürzt: Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Peter Engelhart

geboren am 14. April 1977, in Calw

2007

1.Referent: Prof. Dr. K. Hofmann
2.Referent: Prof. Dr. R. Brendel

Tag der Promotion: 13. Juni 2007

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein rückseitenkontaktiertes Zellkonzept - die sogenannte RISE Solarzelle - entwickelt, welches das kostengünstige Herstellen hocheffizienter Siliciumsolarzellen ermöglicht. Laserprozesse wurden für eine masken- und berührungsfreie Fertigung rückseitenkontaktierter Si-Solarzellen entwickelt und als Schlüsseltechnologie zur Prozessierung der RISE Solarzellen eingesetzt.

Im Gegensatz zu herkömmlichen Industriesolarzellen sind bei der RISE Solarzelle beide Metallkontakte auf der Zellrückseite angeordnet. Der Name RISE beinhaltet die Hauptmerkmale des Konzepts - die mittels Lasertechnologie realisierte ineinandergreifende Kontakt- und Dotierungsstruktur auf der Zellrückseite und die maskenlosen Metallisierung durch einen einzigen Aufdampfschritt (Rear Interdigitated Single Evaporation). Adaptierbar auf die Qualität des zur Verfügung stehenden Siliciummaterials wurden zwei Ausführungen der RISE Zelle entwickelt:

- (i) Eine rein auf der Rückseite stromsammelnde RISE Solarzelle für höchste Wirkungsgrade auf qualitativ hochwertigem Siliciummaterial und
- (ii) eine RISE Solarzelle mit EWT („Emitter Wrap-Through“) Struktur, die durch eine Stromsammlung auf Vorder- und Rückseite hohe Zelleffizienzen auch auf Silicium mittlerer bis geringer Qualität ermöglicht.

Die in dieser Arbeit behandelten Laserprozesse sind das Laserstrukturieren von großen Flächenanteilen der Si-Oberfläche, das Laserbohren von Löchern in Silicium und die selektive Ablation von SiO_2 -Schichten von Silicium. Die Laserprozesse wurden unter Verwendung einer Auswahl von Festkörperlasern mit Hilfe von Lebensdauermessungen hinsichtlich laserinduzierter Schädigung des Siliciumkristalls experimentell untersucht. Bei der flächigen Laserstrukturierung ist demnach für eine Tiefenschädigung von $\leq 4 \mu\text{m}$ im Si-Wafer eine frequenzkonvertierte Laserstrahlung mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ gegenüber Laserstrahlung mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ vorzuziehen. Für den selektiven Abtrag von SiO_2 -Schichten wird in dieser Arbeit erstmals die Verwendung von ultrakurzen Laserpulsen (Pulsdauer $t_{\text{Puls}} \approx 10 \text{ ps}$) für die Anwendung in der Photovoltaik vorgeschlagen und untersucht. Durch die geringe thermische Belastung zeigen Lebensdauermessungen an Wafern, welche mit dem Ultrakurzpulslaser bearbeitet wurden, vergleichbare Werte wie die mittels Photolithographie schädigungsfrei bearbeiteten Referenzproben. Basierend auf den experimentellen Untersuchungen wurde unter Berücksichtigung eine hohen Prozessgeschwindigkeit für jeden einzelnen Laserprozess die am besten geeignete Laserstrahlquelle ausgewählt.

Mit der rückseitensammelnden RISE Solarzelle wurde auf einer Zellfläche von 4 cm^2 ein unabhängig bestätigter Wirkungsgrad von $22,0\%$ auf p -Typ FZ-Silicium erzielt. Dieses Ergebniss stellt nach derzeitigem Kenntnisstand den höchsten bisher je veröffentlichten Wirkungsgrad von Si-Solarzellen dar, welche mit einer komplett maskenfremen Prozesstechnologie hergestellt wurden. Diese Zellen wurden detailliert charakterisiert und der Hauptverlustmechanismus identifiziert. Darauf aufbauend wird eine technologische Methode für das Erreichen von 23% effizienten RISE Solarzellen vorgeschlagen.

In dieser Arbeit wurde eine RISE-EWT Solarzelle mit einem Wirkungsgrad von $21,4\%$ auf p -Typ FZ-Silicium und einer Fläche von $91,9 \text{ cm}^2$ entwickelt. Dieses Ergebnis stellt den höchsten je publizierten Wirkungsgrad einer EWT-Solarzelle auf größerer Fläche dar. Mit einem Wirkungsgrad von $20,6\%$ vor und $19,6\%$ nach lichtinduzierter Degradation konnte mit dem RISE-EWT Konzept auf p -Typ Cz-Silicium ein weiterer Rekord für EWT-Solarzellen erzielt werden.

Mit der vorliegenden Arbeit liegt ein auf mehreren neuartigen Laserprozess-Technologien basierendes Solarzellenkonzept mit dem Potential für höchste Effizienzen vor. Die neuen Prozessschritte sind spezifiziert und eine technologische Bewertung, die die Überführung des Zellkonzepts in eine Pilotfertigung empfiehlt, wird in dieser Arbeit vorgenommen.

Abstract

This work presents the development of a rear-contacted high-efficiency silicon solar cell. The solar cell fabrication process employs laser processing as a key fabrication technology. The fabrication sequence and the various individual process steps are evaluated with respect to their suitability for cost-effective mass production of solar cells. The mask- and contactless nature of laser processing makes the application of the solar cell concept developed in this thesis very attractive particularly for thin Si wafers.

Unlike conventional industrial solar cells for our rear-contacted RISE cell both metal contacts are placed on the rear side of the wafer in order to avoid shading. The abbreviation RISE represent the main features of the cell concept - a rear side interdigitated contact pattern and mask-free metallisation by a single vacuum evaporation step. Two conceptually different yet technologically very similar types of RISE solar cells have been developed during the course of this thesis:

- (i) The back-junction RISE-BJ solar cell for highest energy conversion efficiencies on high quality silicon material and
- (ii) the RISE-EWT („Emitter Wrap-Through“) solar cell, having very efficient current collection even in lower quality silicon due to a current collecting pn -junction at both the front and the rear side.

The laser processes examined in this work are laser structuring of silicon, laser drilling of holes into silicon wafers and the selective ablation of dielectric layers like SiO_2 on silicon. Using a selection of solid state lasers these processes were characterised by means of lifetime measurements with respect to laser induced damage of the silicon crystal. For structuring silicon wafers the depth of the laser-induced damage can be limited to $4\ \mu\text{m}$ using frequency concerted lasers with a wavelength of $\lambda = 532\ \text{nm}$. This work presents experimental results using ultra-short laser pulses (pulse duration $t_{\text{pulse}} \approx 10\ \text{ps}$) to locally ablate SiO_2 -layers for the production of high-efficiency silicon solar cells. Ultra-short pulse laser ablation is sufficiently damage free to abandon wet chemical etching after ablation. Beside absence of laser-induced damage short process time is an important requirement of cost-effective industrial application. Based on the experimental investigations of the laser-induced damage and process time an outline is provided in this work for selecting an appropriate laser source for each of the various investigated laser processes.

With the back-junction RISE-BJ solar cell we achieved an independently confirmed energy conversion efficiency of 22,0% on p -type FZ silicon and a cell area of $(2 \times 2)\ \text{cm}^2$. This is to our knowledge the highest ever published efficiency of silicon solar cells exclusively fabricated with mask-free process technologies. This thesis provides an analysis of the major loss mechanism of the high-efficiency RISE solar cell and proposes methods for optimising the efficiency. It is concluded that minor modifications will allow to fabricate 23% efficient solar cells.

In case of the RISE-EWT solar cell we realised an energy conversion efficiency of 21,4% on p -type FZ silicon and an area of $91,9\ \text{cm}^2$. This efficiency is to our knowledge the highest ever published value for EWT solar cells on large area. Using p -type Cz silicon we achieved, as a further record for EWT solar cells, efficiencies of 20,6% before and 19,6% after light-induced degradation.

The present work provides an industrially feasible production sequence for high-efficiency silicon wafer solar cells. The innovative processes developed during the course of this thesis have been investigated and specified in detail. The assessment of the solar cell technology of this work comes to the conclusion that testing RISE solar cell technology in a pilot production appears advisable.

Schlagwörter: Kristalline Siliziumsolarzelle, Lasertechnologie, RISE
Key words: crystalline silicon solar cell, laser technology, RISE

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen	vi
Verwendete Symbole	x
1 Einleitung	1
2 Grundlagen der Siliciumsolarzelle	9
2.1 Ladungsträgerrekombination	9
2.1.1 Volumenrekombination	10
2.1.2 Oberflächenrekombination	12
2.1.3 Bestimmung der effektiven Lebensdauer τ_{eff}	13
2.2 Interpretation der effektiven Lebensdauerermessung	14
2.2.1 Sättigungsstromdichte J_0	14
2.2.2 Implizierte $J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}$ Auswertung	16
2.3 Modell zur elektrischen Beschreibung von Solarzellen	17
3 Rückseitenkontaktierte Siliciumsolarzellen	19
3.1 Wirkungsgradpotential	19
3.2 Rückseitensammelnde Solarzellen	21
3.2.1 Rekombination an der Solarzellenvorderseite	22
3.3 EWT-Struktur für Silicium geringerer Materialqualität	24
3.4 Stand der Technik rückseitenkontaktierter Siliciumsolarzellen	26
4 Grundlagen der Lasertechnologie für die Photovoltaik	29
4.1 Laserstrahlverfahren in der industriellen Solarzellenfertigung	29
4.2 Festkörperlaser	32
4.2.1 Kristalldesign und Pumpanordnung	33

4.3	Ausbreitung von Laserstrahlen	37
4.3.1	Gaußstrahl	37
4.3.2	Reale Strahlen und die Beugungsmaßzahl M^2	42
4.4	Wechselwirkung von Laserstrahlung und Silicium	44
4.4.1	Temperaturabhängigkeit der optischen Absorption	44
4.4.2	Lösungen der Wärmediffusionsgleichung für Silicium	45
4.4.3	Schwellenergiedichte zum Abtrag von Silicium	48
4.5	Methode zur Bestimmung der Schwellfluenz	50
5	Elektrische Charakterisierungsmethoden	53
5.1	Ladungsträgerlebensdauerermessung	53
5.1.1	Quasistatische Messung (QSSPC)	53
5.1.2	Infrared Lifetime Mapping (ILM)	55
6	Herstellen rückseitenkontaktierter Solarzellen	59
6.1	Die rückseitensammelnde RISE Solarzelle	59
6.1.1	Prozesssequenz der rückseitensammelnden RISE Solarzelle	59
6.2	Die RISE-EWT Solarzelle	63
6.2.1	Prozesssequenz der RISE-EWT Solarzelle	63
6.3	Einzelprozesse zur Herstellung von RISE Solarzellen	66
7	Lasertechnologie zur Strukturierung von Siliciumwafern	73
7.1	Einfluss der Pulsdauer und Wellenlänge	74
7.1.1	Schwellfluenz zur Strukturierung von Silicium	74
7.1.2	Kristallschädigung in Silicium	76
7.2	Experimentelle Untersuchung laserinduzierter Kristallschädigung	80
7.2.1	Probenpräparation und Lasermaterialbearbeitung	80
7.2.2	Auswertung lokaler Ladungsträgerlebensdauerermessung	82
7.3	Prozessdauer der RISE-Strukturierung	87
7.4	Auswahl der Laserstrahlquelle	91

8 Lasertechnologie zum Bohren von Löchern in Silicium	93
8.1 Einfluss der Laserparameter auf den Bohrprozess	94
8.1.1 Laserintensität und Wellenlänge	94
8.1.2 Pulsdauer	96
8.2 Experimentelle Bestimmung laserinduzierter Kristallschädigung . . .	97
8.2.1 Experiment und Probenpräparation	97
8.2.2 Auswertung der implizierten $J_{sc} - V_{oc}$ Charakteristik	98
8.3 Prozessgeschwindigkeit für eine RISE-EWT Solarzelle	99
8.4 Auswahl der Laserstrahlquelle	101
9 Metallisierung und selbstjustierende Kontakttrennung	103
9.1 Ganzflächige Metallisierung durch physikalische Dampfphasenabscheidung	103
9.2 Prinzip der selbstjustierenden Kontakttrennung	104
9.3 Kontakttrennung mit aufgebrachteter Ätzbarriere	105
10 Lasertechnologie zur Ablation von SiO_2-Schichten	111
10.1 Laserablation mit Kurz- und Ultrakurzpulslaser	112
10.2 Kontaktwiderstandsmessungen	115
10.3 Untersuchung zur laserinduzierten Schädigung	118
10.3.1 Bestimmung der lokalen Emittersättigungsstromdichte J_{0e} . . .	118
10.3.2 J_{0e} -Werte für Nano- und Pikosekundenlaser im Vergleich . . .	120
10.3.3 J_{0e} -Werte nach selektiver Emitterdiffusion	122
10.3.4 Eindimensionale Simulation des Einflusses der Laserablation auf Hocheffizienz solarzellen	123
11 Charakterisierung von RISE Solarzellen	127
11.1 Rückseitensammelnde RISE Solarzellen	127
11.2 RISE-EWT Solarzellen	134
11.3 Zusammenfassung	142
12 Zusammenfassung	145
Veröffentlichungen	165

Abkürzungen

Abkürzungen	Beschreibung
Al	Aluminium
AM	Air Mass
AM1,5G	Referenzspektrum
B	Bor
BBr ₃	Bortribromid
BJ	Back Junction
BSF	Back surface field
CCD	Charge-Coupled Device
CVD	Chemical vapour deposition
CW	Continuous wave
Cz	Czochralski (Silicium)
DI	Deionisiert
ECV	Electrochemical-capacity-voltage
EFG	Edge defined film fed growth
EPIA	European Photovoltaic Industries Association
<i>EQE</i>	External quantum efficiency
EWT	Emitter Wrap-Through
FZ	Float-zone (Silicium)
HF	Flusssäure
HNO ₃	Salpetersäure
IEC	International Electrotechnical Commission
ILM	Infrared lifetime mapping
<i>IQE</i>	Internal quantum efficiency
IR	Infrarot
IBC	Interdigitated back contact
KOH	Kaliumhydroxid
LED	Light emitting diode
LFC	Laser fired contact
LGBG	Laser-grooved buried grid
MIS	Metal-insulator-semiconductor
MPP	Maximum power point
MWT	Metallisation Wrap-Through
Nd :YAG	Neodym dotiertes Yttrium-Aluminium-Granulat

Abkürzungen	Beschreibung
Nd :YVO ₄	Neodym dotiertes Yttrium-Orthovanadat
OEEO	Obliquely evaporated contacts
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
P	Phosphor
PCD	Photoconductance decay
PC1D	Eindimensionales Bauelemente-Simulationsprogramm
PECVD	Plasma-enhanced chemical vapour deposition
PERC	Passivated emitter rear contact
POCl ₃	Phosphoroxidchlorid
PUM	Pin-Up Module
PV	Photovoltaik
QSSPC	Quasi-steady-state photoconductance
RCA	Chemischer Reinigungsprozess
RISE	Rear Interdigitated Single Evaporation
RLZ	Raumladungszone
RP-PERC	Random pyramid-passivated emitter rear contact
RS	Rückseite
Si	Silicium
SiN _x	Siliciumnitrid
SiO ₂	Siliciumdioxid
SRH	Shockley-Read-Hall
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TEM ₀₀ -Mode	Transversale Elektromagnetische Mode
TLM	Transmission line method
UV	Ultraviolett
VS	Vorderseite

Symbole

Symbol	Beschreibung
a_{scan}	Beschleunigung/Verzögerung des Galvo-Scanners
A	Fläche, Amplitude
A_k	Orts- und zeitunabhängiger Koeffizient
A_{St}	Zu strukturierende Fläche
A_{Zelle}	Zellfläche
b	Fokuslänge
B_k	Orts- und zeitunabhängiger Koeffizient
B_{Zelle}	Zellbreite
c	Lichtgeschwindigkeit
c_p	Spezifische Wärmekapazität
$C_{n,p}$	Auger-Koeffizienten
d	Dicke der SiO ₂ -Schicht, Metallfingerabstand
d_{Index}	Fingerindex
d_{Loch}	Lochabstand auf Emitterfinger
d_x	Spotabstand in x-Richtung
d_y	Spotabstand in y-Richtung
D	Durchmesser des geschädigten Bereichs
D_a	ambipolarer Diffusionskoeffizient
D_{Loch}	Lochdichte
D_n	Diffusionskonstante der Elektronen
D_s	Maximaler Spotdurchmesser
D_x	Spotflächendimension in x-Richtung (Flat-Top)
D_y	Spotflächendimension in y-Richtung (Flat-Top)
E	Elektrische Feldstärke
E_{dep}	Deponierte Energie
E_{Puls}	Pulsenergie
E_T	Störstellenenergieniveau
EQE	Externe Quanteneffizienz
f	Brennweite, Anteil ablatierte Fläche, Frequenz
f_R	Repetitionsrate
FF	Füllfaktor
g	Externe Wärmequellldichte
G	Generationsrate

Symbol	Beschreibung
h	Plancksches Wirkungsquantum
I	Strom, Intensität
I_0	einfallende Laserstrahlintensität
I_{sc}	Kurzschlussstrom
I_b	Intensität der Biasbeleuchtung
IQE	Interne Quanteneffizienz
J	Stromdichte
J_0	Sättigungsstromdichte
J_{0b}	Sättigungsstromdichte der Basis
$J_{0b,S}$	Sättigungsstromdichte der Basisoberfläche
J_{0e}	Emittersättigungsstromdichte
J_{01}	Sättigungsstromdichte erste Diode
J_{02}	Sättigungsstromdichte zweite Diode
$J_{02,Loch}$	Sättigungsstromdichte zweite Diode pro Loch
$J_{02,S}$	Oberflächenanteil der Sättigungsstromdichte der zweiten Diode
$J_{02,Vol}$	Volumenanteil der Sättigungsstromdichte der zweiten Diode
$J_{0e,RS}$	Sättigungsstromdichte des RS-Emitters
$J_{0e,VS}$	Sättigungsstromdichte des VS-Emitters
J_L	Photostromdichte
J_{Rek}	Rekombinationsstromdichte
J_{sc}	Kurzschlussstromdichte
$J_{sc,1sun}$	Kurzschlussstromdichte bei einer Sonne
J_j	Bessel functions of the first kind
k	Wellenzahl, Extinktionskoeffizient
K	Wärmeleitfähigkeit
L	Thermische Diffusionslänge
L_D	Diffusionslänge
L_T	Transferlänge
m	Proportionalitätsfaktor
M^2	Beugungsmaßzahl
n	Ladungsträgerdichte, Brechungsindex
Δn	Überschussladungsträgerdichte von Elektronen
n_b	Durch Biasbeleuchtung generierte Ladungsträgerdichte
n_0	Elektronendichte im thermischen Gleichgewicht

Symbol	Beschreibung
n_1	Idealitätsfaktor der ersten Diode
n_2	Idealitätsfaktor der zweiten Diode
n_i	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration
N	number of layers
N_A	Akzeptorkonzentration
N_D	Donatorkonzentration
$N_{\text{ph,int}}$	Anzahl in der Zelle absorbiertes Photonen pro Fläche und Zeit
N_{Pulse}	Anzahl Laserpulse
p	Konzentration der Löcher
Δp	Überschussladungsträgerdichte von Löchern
p_0	Lochdichte im thermischen Gleichgewicht
P	Mikrowellenleistung
P_{av}	Mittlere Laserleistung
P_{Puls}	Laserpulsleistung
q	q-Parameter, Elementarladung
r	Ortsparameter
R	Reflexion, Krümmungsradius der Wellenfront
R_{ges}	Gemessener Gesamtwiderstand
R_{P}	Parallelwiderstand
R_{S}	Serienwiderstand
R_{sheet}	Schichtwiderstand
S	Ausgangssignal der IR-Kamera
S_{eff}	effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
S_{VS}	Rekombinationsgeschwindigkeit auf der Vorderseite
S_{RS}	Rekombinationsgeschwindigkeit auf der Rückseite
SR	Spektrale Empfindlichkeit
t	Zeit, Ätzdauer, Prozessdauer
t_{Burst}	Prozesszeit Löchbohren im Burst-Modus
t_{Fly}	Prozesszeit Löcherbohren im Fly-Modus
t_{Gauss}	Prozesszeit Laserstrukturierung mittels Gaußstrahl
t_{LL}	Zeit für Strahlpositionierung von Loch zu Loch
t_{Puls}	Pulsdauer
t_{um}	Umkehrzeit
T	Temperatur

Symbol	Beschreibung
T_W	Wafertemperatur
U	Nettorekombinationsrate
U_S	Nettorekombinationsrate an der Oberfläche
U_{Auger}	Auger-Rekombinationsrate
U_{SRH}	SRH-Rekombinationsrate
v_{scan}	Ablenkungsgeschwindigkeit des Scanners
V	Spannung
V_{oc}	Leerlaufspannung
V_{mpp}	Spannung im Maximum Power Point
V_T	Thermische Spannung
w	Laserstrahlradius
w_0	Radius der Strahltaile
$w_{0,\text{ns}}$	Strahltaillenradius des Nanosekundenlasers
$w_{0,\text{ps}}$	Strahltaillenradius des Pikosekundenlasers
W	Waferdicke
W_{RLZ}	Weite der Raumladungszone
x	Raumkoordinate
y	Raumkoordinate
z	Raumkoordinate, Ausbreitungsrichtung, Tiefe
z_R	Rayleigh-Länge
Z	Thermische Eindringtiefe, Länge Metallfinger

Symbol	Beschreibung
α	Absorptionskoeffizient
α^{-1}	Optische Eindringtiefe
Γ	Anteil der zu strukturierenden Fläche
Γ_{eff}	Transmissionsfaktor
η	Wirkungsgrad
θ	Divergenzwinkel
κ	Thermische Diffusivität
λ	Wellenlänge
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen
μ_p	Beweglichkeit der Löcher
ξ	Phasenverschiebung
ρ	Ladungsdichte, Dichte
ρ_{cont}	Spezifischer Kontaktwiderstand
σ	Leitfähigkeit
σ_n	Einfangsquerschnitt der Elektronen
σ_p	Einfangsquerschnitt der Löcher
τ	Ladungsträgerlebensdauer
τ_{Auger}	Ladungsträgerlebensdauern aufgrund von Auger-Rekombination
τ_{eff}	Effektive Ladungsträgerlebensdauer
$\tau_{\text{e,ph}}$	Elektron-Phonon-Relaxationszeit
τ_k	Zeitkonstante
τ_{Rad}	Ladungsträgerlebensdauern aufgrund von strahlender Rekombination
τ_{rel}	Lebensdauerverhältnis von laserbearbeiteten zu nicht bearbeiteten Bereichen
τ_S	Ladungsträgerlebensdauer an der Oberfläche
τ_{Vol}	Volumenlebensdauer
τ_{SRH}	Ladungsträgerlebensdauern aufgrund von SRH-Rekombination
Φ	Energiedichte
Φ_0	eingestrahlte Maximalfluenz
Φ_{Gen}	Photonenfluss
Φ_{th}	Schwellfluenz
ω	Kreisfrequenz

Kapitel 1

Einleitung

Wachstum der PV-Industrie

Mit einer jährlichen Wachstumsrate von derzeit 40 % [1] ist die Photovoltaikindustrie eine der am stärksten wachsenden Branchen weltweit [2]. Im Jahr 2000 übertraf die gesamte kumulierte Modulproduktion seit Bestehen der PV-Industrie die 1 GW-Marke [3]. In 2004 produzierte die PV-Industrie bereits über 1 GW in *einem* Jahr [4] und es wird davon ausgegangen, dass dieses rasante Wachstum über 2010 hinaus anhalten wird [1, 3, 5, 6]. Eine in 2001 publizierte Studie Ref. [7] der „European Photovoltaic Industries Association“ (EPIA) in Zusammenarbeit mit Greenpeace prognostizierte eine jährliche Wachstumsrate von 27 % zwischen 2000 und 2010. Die Realität hat die Prognosen deutlich übertroffen; ursprünglich recht optimistisch erscheinende Szenarien haben sich als konservative Vorhersagen herausgestellt. Während die EPIA-Studie eine Jahresproduktion von knapp 3 GW in 2010 prognostiziert, wird in einer Publikation der „Q-Cells AG“ auf der Europäischen Photovoltaikkonferenz 2006 in Dresden bereits die weltweite Jahresproduktion in 2010 auf 11 GW, davon 9 GW basierend auf Siliciumwafern, geschätzt [5].

Kosten von PV-Systemen

Kristallines Silicium dominiert seit dem Beginn der terrestrischen Photovoltaikanwendung Mitte 1970 den Markt* und wird aller Voraussicht nach auch die nächsten 10 Jahre den Markt beherrschen [3, 8, 9]. Ein Grund dafür ist die in Abbildung 1.1 dargestellte Kostenreduktion von waferbasierten Siliciumsolarzellen mit steigender Produktionskapazität. Eine Verdopplung der kumulierten weltweiten Produktionsmenge führt zu einer etwa 20-prozentigen Kostenreduktion der Modulpreise. Staatliche Unterstützungsprogramme, wie das deutsche Energieeinspeisegesetz Ref. [10] führten zu dem oben beschriebenen Anstieg der Produktionskapazitäten und der damit verknüpften Kostenreduktion.

Aller Voraussicht nach wurde 2006 von der PV-Industrie mehr Silicium verwendet als von der gesamten Mikroelektronikindustrie. Im Jahr 2000 betrug der Anteil noch etwa 10 %. Diesem erhöhten Bedarf an Silicium stehen nicht genügend Fertigungskapazitäten gegenüber, so dass die Siliciumknappheit ab 2004 zu einer Abweichung von der erwarteten Preisregression führte. Vor allem in den USA, Deutschland, Russland, China und Japan sind derzeit mehrere Anlagen zur Herstellung von Silicium speziell

*Im Jahr 2005 deckte kristallines Silicium einen Marktanteil von 91 % ab [3]

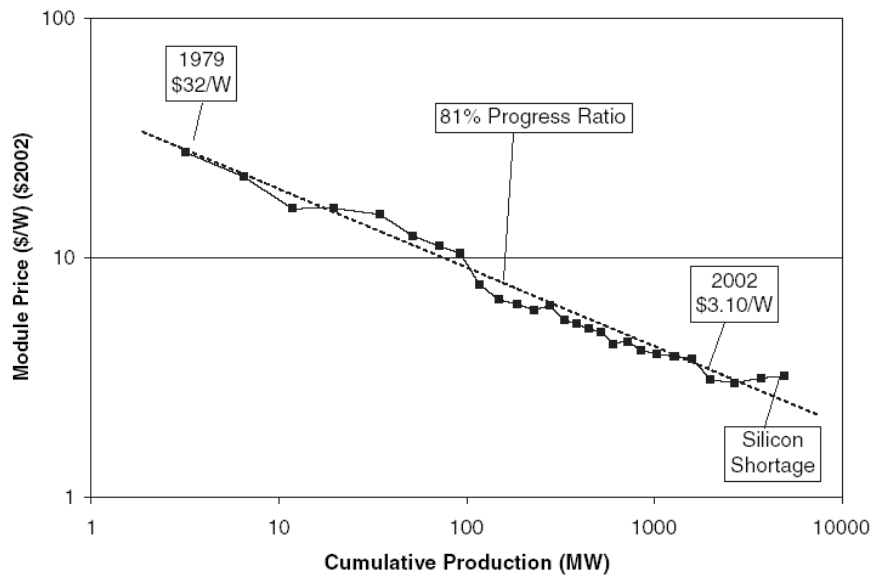


Abbildung 1.1: Kostenreduktion von waferbasierten Si-Solarzellen mit steigender Produktionskapazität. Eine Verdopplung der kumulierten Leistung führt zu einer etwa 20 prozentigen Kostenreduktion, aus Ref. [3].

für die PV-Industrie im Aufbau, um in der Zukunft eine ausreichende Versorgung mit Silicium zu garantieren.

Ziel ist es, durch einen schnellen Ausbau der Fertigungskapazitäten sowohl der Silicium-, Zell-, als auch Modulhersteller, die Systemkosten derart zu senken, dass auch netzgekoppelte PV-Anlagen wirtschaftlich konkurrenzfähig werden. Ein erstes wichtiges Zwischenziel ist die Konkurrenzfähigkeit von PV-Strom in den Zeiten hoher Spitzenlasten. Dieses Ziel kann bereits mit Gesamtsystemkosten von $3\text{€}/W_p$ Ref. [5] bzw. $3\text{\$/}W_p$ Ref. [3] in vielen sonnenreichen Ländern, wie z.B. Spanien, erreicht werden. Eine weitgehende Unabhängigkeit der PV-Industrie von Förderprogrammen wäre die Folge, gekoppelt mit einem noch schnellerem Wachstum. Eine Reduktion der Systemkosten von $\approx 5\text{€}/W_p$ in 2006 um 40% auf $3\text{€}/W_p$ bis 2010 muss also das Ziel sein; dies ist erreichbar mit einem noch massiveren Ausbau der Produktionskapazitäten als bisher [5].

Waferbasiertes kristallines Silicium hat das Potential für direkte Modulproduktionskosten von etwa $1\text{€}/W_p$ [11]. Swanson hält die Modulproduktionskosten von $1\text{\$/}W_p$ in 2012 für ein realistisches Ziel, was Systemkosten von ca. $2\text{\$/}W_p$ bedeuten würde [3]. Die wichtigsten Kriterien zum Erreichen dieses Zieles sind (i) eine effiziente Siliciumausnutzung, d.h. höhere Wirkungsgrade auf dünneren Si-Wafern, (ii) hohe Zelleffizienzen für geringe flächenbezogene Produktions- und Materialkosten und (iii) Prozesstechnologien mit hohem Durchsatz und Ausbeute in der Produktion [3, 11]. Zu diesen Punkten wird die vorliegende Arbeit Beiträge leisten: Mit der Entwicklung von waferbasierten Hocheffizienz-Siliciumsolarzellen unter ausschließlicher Verwendung von industriell tauglichen Technologien, welche dünne Wafer mit geringer Bruchrate innerhalb weniger Sekunden bearbeiten.

Die Siebdruck-Industriesolarzelle

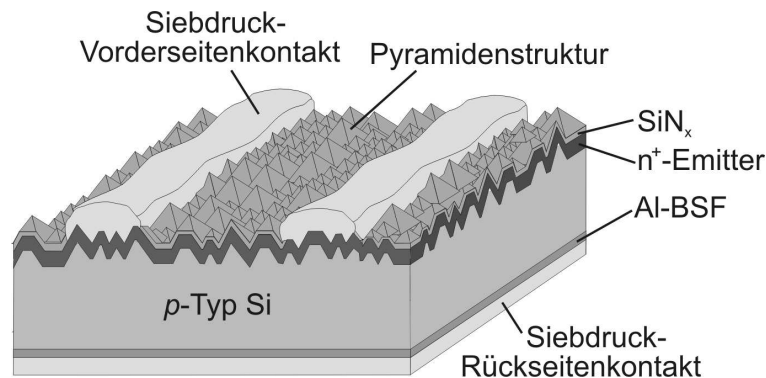


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung einer monokristallinen Si-Solarzelle, wie sie derzeit in der Industrie hergestellt wird. Die elektrische Kontaktierung und Metallisierung der Solarzellen erfolgt mittels metallhaltiger Pasten, welche mittels Siebdruckverfahren lokal auf die Vorderseite und ganzflächig auf die Rückseite aufgebracht werden.

Die elektrische Kontaktierung und Metallisierung industriell hergestellter Silicium-solarzellen erfolgt bisher fast ausschließlich mittels Siebdrucktechnologie. Metallhaltige Pasten werden dabei mit einem Druck rakel durch Öffnungen eines Siebes entweder lokal (Vorderseite) oder ganzflächig (Rückseite) auf die Solarzelle gedrückt. Abbildung 1.2 zeigt eine schematische Darstellung einer solchen Siebdruck-Silicium-solarzelle. Der Siliciumabsorber ist mit Bor dotiert und liegt in multi- oder monokristalliner Form vor. Der Phosphor-dotierte n^+ -Emitter ist auf der lichtzugewandten Seite angeordnet und wird durch das Vorderseitenmetallgrid kontaktiert. Die Vorderseite weist bei Verwendung von monokristallinem Silicium eine aus zufällig angeordneten Pyramiden bestehende Oberflächenstruktur auf, welche in Kombination mit einer SiN_x -Antireflexschicht für eine gute Lichteinkopplung in die Solarzelle sorgt. Die Metallisierung auf der Zellrückseite kontaktiert ganzflächig das p -Typ Silicium über eine hochdotierte Al p^+ -Schicht, welche ein **Back Surface Field** (BSF) ausbildet.

Typische Wirkungsgrade solcher Siebdruck-Industriesolarzellen liegen zwischen 14 % und 16 % bei Verwendung multikristalliner Siliciumwafer und zwischen 16 % und knapp 18 % im Falle monokristalliner Siliciumwafer. Ein wichtiger Verlustmechanismus ist die Metallisierung auf der Vorderseite, welche einen Stromverlust von 7 % bis 9 % bewirkt.

Ein zu dem in Abbildung 1.2 alternatives Zelldesign stellt Solarzellen dar, bei denen *beide* Metallkontakte auf der nicht beleuchteten Zellrückseite angeordnet sind. Solche rückseitenkontaktierte Solarzellen haben gegenüber Solarzellen mit beidseitigen Kontakten den Vorteil:

- eines höheren Wirkungsgradpotentials aufgrund fehlender Abschattungsverluste und

- einer vereinfachten Verschaltung der Zellen im Modul, da alle Verbindungspads in der gleichen Ebene auf der Zellrückseite liegen. Dadurch ist eine höhere Packungsdichte im Modul möglich Ref. [12], was zu einer erhöhten Moduleffizienz führt [13, 14].

Die derzeit wohl bekannteste rückseitenkontaktierte Si-Solarzelle ist die sogenannte *A-300*-Solarzelle der Firma SunPower mit einem Wirkungsgrad von $\eta = 21,8\%$ [6]. Die *A-300*-Zelle hat damit den derzeit höchsten Wirkungsgrad industriell hergestellter Siliciumsolarzellen. Genauere Angaben über die Methoden zur Fertigung der *A-300*-Solarzelle sind jedoch nicht bekannt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neue Prozessfolgen zur einfachen Herstellung rückseitenkontaktierter Siliciumsolarzellen mit höchsten Effizienzen entwickelt.

Neue, rückseitensammelnde RISE (*Rear Interdigitated Single Evaporation*) Solarzelle für Si-Material höchster Qualität

Abbildung 1.3 zeigt schematisch die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte rückseitensammelnde RISE Solarzelle. In Abbildung 1.4 ist diese Solarzelle im Querschnitt dargestellt. Ein Hauptmerkmal dieser Zelle ist eine Höhentopographie auf der Rückseite, welche durch Siliciumstrukturierung mittels Lasertechnologie realisiert wird. Diese, für RISE Solarzellen charakteristische, Rückseitenstruktur wird im Folgenden auch als Grabenstruktur bezeichnet.

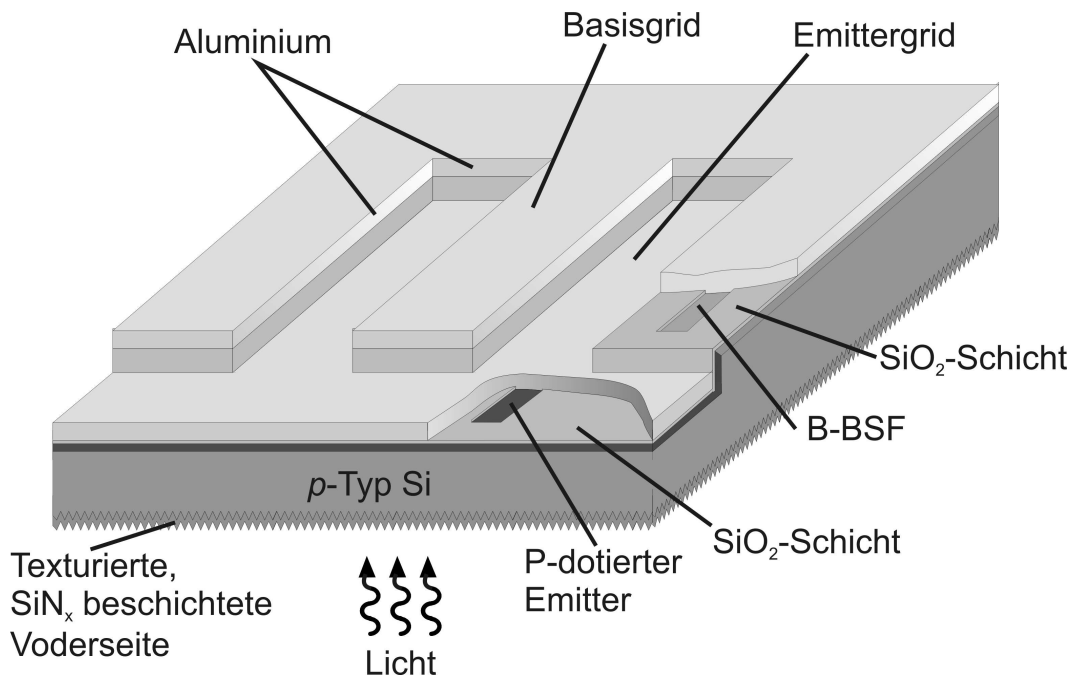


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der rückseitensammelnden RISE Solarzelle. Die Solarzelle ist zur besseren Darstellung mit der Rückseite nach oben gezeichnet.

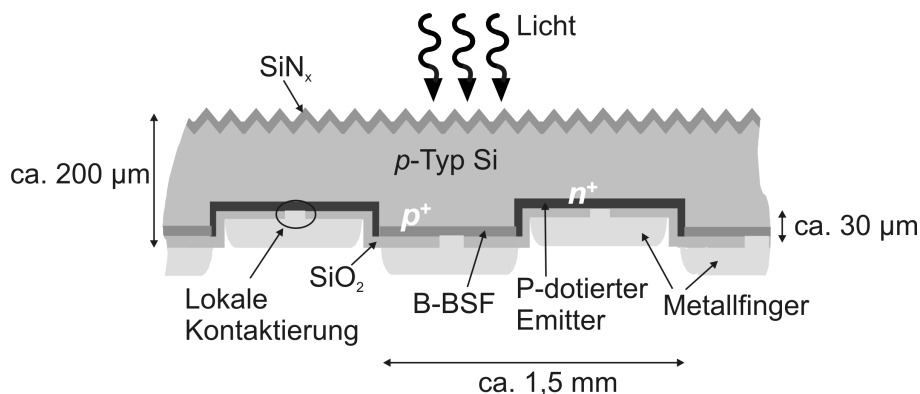


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der rückseitensammelnden RISE Solarzelle im Querschnitt.

Durch lokale Laserablation einer Diffusionsbarriere (SiO_2) wird die Anordnung des n^+ -Emitters und der Bor-dotierten p^+ -BSF-Schicht auf der Zellrückseite definiert. Linienförmige lokale Kontaktöffnungen in der rückseitigen SiO_2 -Schicht werden ebenfalls durch ein Laserstrahlverfahren realisiert. Die Vorderseite ist für eine optimierte Lichteinkopplung ganzflächig mit einer zufällig angeordneten Pyramidenstruktur versehen und mit einer SiN_x -Schicht passiviert und antireflexbeschichtet.

Die Metallisierung von RISE Solarzellen erfolgt in einem einzigen Aufdampfprozess mit Aluminium. Die Kombination aus einer kammartig ineinandergreifenden, rückseitigen Fingerstruktur und einem einzigen Metallisierungsschritt spiegelt sich in dem Namen **Rear Interdigitated Single Evaporation** wieder. Die in Abbildung 1.3 und 1.4 dargestellte RISE Solarzelle wird aufgrund des *ausschließlich* auf der Rückseite angeordneten Emitters als *rückseitensammelnde* RISE Solarzelle bezeichnet.

In Siliciumsolarzellen werden auf der lichtzugewandten Seite innerhalb der ersten $20\ \mu\text{m}$ zwischen 75 % und 80 % aller Ladungsträgerpaare generiert. Für die lichtgenerierten Minoritätsträger in rückseitensammelnden Solarzellen bedeutet dies eine vergrößerte Diffusionslänge zum Rückseitenemitter im Vergleich zu Solarzellen mit einem sammelndem Emitter auf der Vorderseite. Rückseitensammelnde Solarzellen haben ein höheres Wirkungsgradpotential als vorderseitenkontaktierte Solarzellen, benötigen aber qualitativ hochwertiges Silicium.

Neue RISE-EWT (**Rear Interdigitated Single Evaporation - Emitter Wrap-Through**) Solarzelle für Si-Material geringer bis mittlerer Qualität

Um auch Siliciummaterial geringerer Qualität für Hocheffizienz solarzellen verwenden zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein weiteres Design der RISE Solarzelle, die sogenannte RISE-EWT Solarzelle entwickelt. Dieses Zelldesign ist ähnlich dem der rückseitensammelnden RISE Solarzelle, weist jedoch einen zusätzlichen sammelnden n^+ -Emitter auf der Vorderseite auf. In Abbildung 1.5 ist diese Solarzelle schematisch dargestellt und in Abbildung 1.6 im Querschnitt skizziert. Die Abkürzung EWT steht für **Emitter Wrap-Through**; über Phosphor-dotierte Löcher wird eine elektrische Verbindung zwischen dem ganzflächigen Emitter auf der Vordersei-

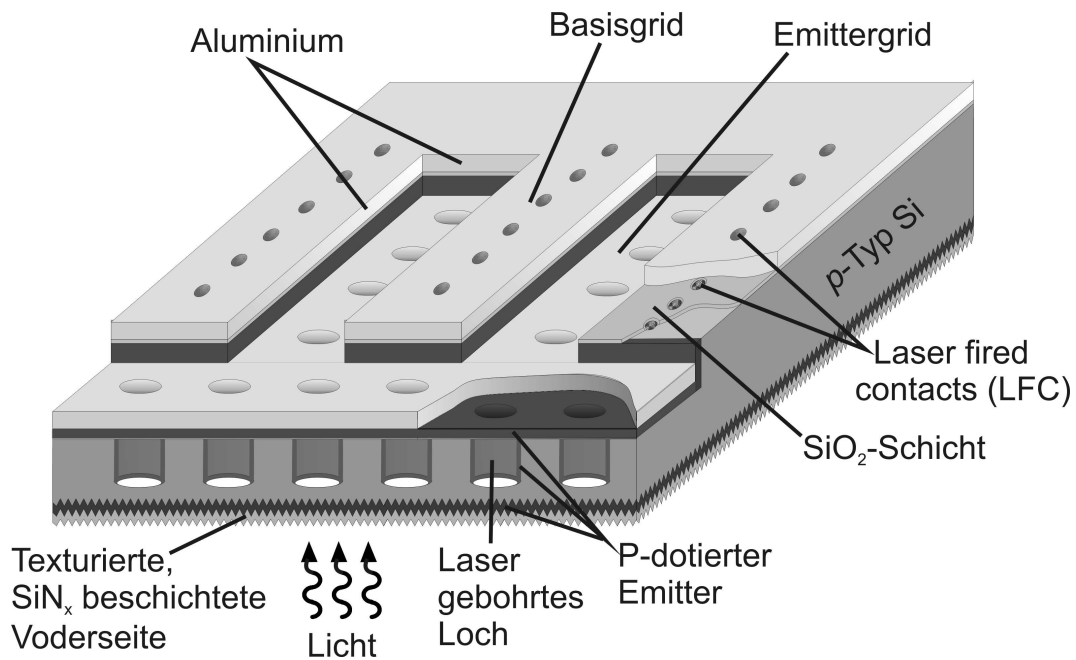


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der RISE-EWT Solarzelle. Die Solarzelle ist zur besseren Darstellung mit der Rückseite nach oben gezeichnet. Ein Phosphor-dotierter Emitter auf der Vorderseite ist über ebenfalls dotierte Löcher elektrisch mit dem Rückseitenemitter verbunden. Auf der Rückseite befindet sich zudem das mit einer SiO₂-Schicht passivierte Basisgebiet, welches mittels sogenannter „Laser-Fired Contacts“ (LFC) Ref. [15] lokal elektrisch kontaktiert ist. In der hier dargestellten Ausführung ist der Emitter auf der Rückseite ganzflächig elektrisch kontaktiert.

te und dem lokalen Emitter auf der Rückseite hergestellt. Ein Vergleich von Abb. 1.6 mit Abb. 1.4 zeigt im Falle der EWT-Version einen deutlich größeren Flächenanteil vom sammelnden Emitter. Dadurch wird der zu diffundierende Weg für die lichtgenerierten Ladungsträger verkürzt, was für Silicium geringerer Qualität hinsichtlich einer effektiven Stromsammmlung von Vorteil ist. Mit dem EWT-Konzept wird der Vorteil einer vorderseitensammelnden Solarzelle bei mittlerer bis schlechter Materialqualität mit den Vorteilen einer rückkontaktierten Solarzelle verknüpft.

Metallisierung durch Aufdampfen und selbstjustierende Kontakttrennung

Bei rückseitenkontaktierten Solarzellen stellt die elektrische Isolation von Basis- und Emittermetallisierung eine Herausforderung dar. Insbesondere bei einer, wie hier verwendeten, kammartig ineinandergreifenden (*interdigitated*) Fingerstruktur muss eine zuverlässige Trennung der beiden Metallgrids entlang der kompletten Mäanderlinie garantiert sein. So hat eine $(12,5 \times 12,5)$ cm² große Solarzelle mit einem typischen Fingerindex von 1,5 mm eine Mäanderlänge von etwa 20 m.

Die Metallisierung von RISE Solarzellen erfolgt in dieser Arbeit durch eine physikalische Dampfphasenabscheidung (PVD: „*physical vapour deposition*“) von Alumi-

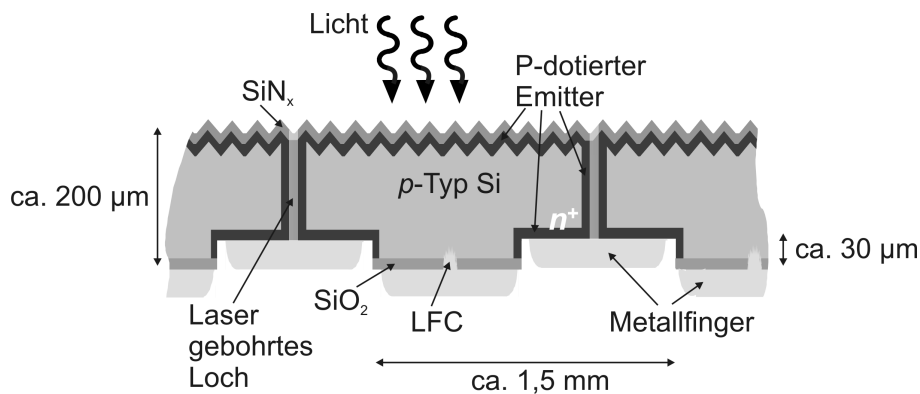


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der RISE-EWT Solarzelle im Querschnitt.

nium. Dabei wird die Rückseite der Zelle mittels Elektronenstrahl-Verdampfung im Hochvakuum *ganzflächig* bedampft. Das Vermeiden von Schattenmasken umgeht eine kritische und aufwendige Justage der Masken und vermeidet ein kostenintensives Abätzen der Masken nach dem Aufdampfen. Die elektrische Trennung von Basis- und Emittetermetallisierung erfolgt in einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten selbstjustierenden Kontakttrennungsprozess. Dabei wird das an den Flanken der Grabenstruktur aufgedampfte Aluminium selektiv zum Metall auf den Ebenen der Grabenstruktur entfernt.

Die Metallisierung durch Aufdampfung ist für die Prozessierung dünner Wafer geeignet, weil im Gegensatz zum Siebdruckverfahren kein mechanischer Druck auf die Solarzellen ausgeübt wird.

Laserstrahlverfahren als Schlüsseltechnologie zur Prozessierung von Si-Solarzellen

Eine weitere technologische Herausforderung in der Herstellung rückseitenkontaktierter Solarzellen liegt in der Definition der Emitter- und Basisgebiete auf der Rückseite. In dieser Arbeit werden Laserstrahlverfahren für alle Strukturierungsprozesse von RISE Solarzellen eingesetzt. Laserstrahlverfahren stellen in vielen Fertigungsbereichen, insbesondere in der Automobilindustrie, eine nicht mehr wegzudenkende Technologie dar. Die bemerkenswerte Entwicklung der Laserstrahlquellen in den letzten Jahren machten die Lasermaterialbearbeitung zu einer zuverlässigen Prozesstechnologie, welche aufgrund des hohen Automatisierungsgrades und der „Inline“-Fähigkeit vor allem in der Massenproduktion von Solarzellen voll zur Geltung kommen könnte. Als lokale Bearbeitungstechnologie ersetzt der Laser jegliche Maskenprozesse: aufwendige Justageeinheiten und Handlingschritte entfallen, zusätzliche Verbrauchsstoffe wie Lacke (etc.) und die damit verbundenen nasschemischen Reinigungsschritte können eingespart werden.

Nicht zuletzt durch den Einsatz von Lasertechnologie werden RISE Solarzellen mit ausschließlich berührungsfreien Methoden hergestellt. Mit der RISE-Technologie können daher dünne Wafer mit hoher Ausbeute prozessiert werden und somit einen

Beitrag zur Kostensenkung von PV-Modulen leisten.

In dieser Arbeit wurden schwerpunktmäßig folgende Laserprozesse zur Herstellung der RISE und RISE-EWT Solarzelle untersucht, demonstriert und hinsichtlich der Prozessparameter optimiert:

- Die flächige, oberflächennahe Laserstrukturierung von Siliciumwafern,
- das Bohren von Löchern in Siliciumwafern
- und die Ablation von SiO_2 -Schichten von n^+ -Emittlern.

Mit den hinsichtlich laserinduzierter Siliciumschädigung *und* Prozessdauer optimierten Laserprozessen werden hocheffiziente RISE und RISE-EWT Solarzellen hergestellt.

Kapitel 2

Grundlagen der Siliciumsolarzelle

2.1 Ladungsträgerrekombination

Die Rekombination von Ladungsträgern in einem Halbleiter beschreibt den Übergang von Elektronen vom Leitungsband in das energetisch tiefergelegene Valenzband. In einem nicht beleuchteten Halbleiter im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Konzentration von freien Ladungsträgern für die Elektronen im Leitungsband $n = n_0$ und für die Löcher im Valenzband $p = p_0$. Das Produkt $n_0 p_0 = n_i^2$, bekannt als Massenwirkungsgesetz, beschreibt das Gleichgewicht aus thermischer Generation und Rekombination, mit n_i als intrinsischer Ladungsträgerkonzentration. Da das Massenwirkungsgesetz auch für dotierte Halbleiter gilt, sind unter der Annahme einer kompletten Ionisation der Dotieratome (Störstellenerschöpfung) die Ladungsträgerkonzentrationen durch

$$n_0 = N_D, \quad p_0 = \frac{n_i^2}{N_D} \quad \text{für } n\text{-Typ Halbleiter} \quad (2.1)$$

$$p_0 = N_A, \quad n_0 = \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{für } p\text{-Typ Halbleiter} \quad (2.2)$$

gegeben, wobei N_D die Konzentration der Donatoratome und N_A der Akzeptoratome angibt.

Werden in einem Halbleiter z.B. durch die Einstrahlung von Licht Elektron-Loch-Paare erzeugt, so befindet sich das System aufgrund der Anregung nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht und es gilt $np > n_i^2$. Hierbei geben $n = n_0 + \Delta n$ und $p = p_0 + \Delta p$ die Elektronen- und Löcherdichten im Nichtgleichgewicht an, mit Δn , Δp als Überschussladungsträgerdichten. Nach Abschalten der Beleuchtung nimmt die Überschussladungsträgerdichte über die Zeit t mit der Nettorekombinationsrate

$$U(\Delta n(t), n_0, p_0) = -\frac{\partial \Delta n(t)}{\partial t} \quad (2.3)$$

ab. Unter der Annahme, dass verschiedene Rekombinationsprozesse unabhängig voneinander ablaufen, ergibt sich die Nettorekombinationsrate aus den Rekombinationsraten der Einzelprozesse. Gilt $U \propto \Delta n$, so beschreibt Gleichung (2.3) einen monoexponentiellen Abfall mit $\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp(-\frac{t}{\tau})$. Die Zeitkonstante τ ist die *Ladungsträgerlebensdauer*, gegeben durch

$$\tau = \frac{\Delta n(t)}{U(\Delta n(t), n_0, p_0)} = \left(\sum_i \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}. \quad (2.4)$$

Mit τ_i sind die Lebensdauern der einzelnen Rekombinationsprozesse gegeben.

2.1.1 Volumenrekombination

Intrinsische Rekombinationsprozesse

In Halbleitern gibt es zwei Rekombinationsmechanismen, welche selbst im idealen, ungestörten Halbleiter auftreten. Die *strahlende Rekombination* ist der zur optischen Absorption inverse Prozess und proportional zum Produkt np . Bei der *Auger-Rekombination* gibt das Elektron die überschüssige Energie nicht in Form eines Photons, sondern an einen dritten Ladungsträger ab, welcher entweder ein Elektron im Leitungsband (eeh-Prozess), oder ein Loch im Valenzband (ehh-Prozess) sein kann. Dieser dritte Ladungsträger relaxiert unter Abgabe der Überschussenergie an das Gitter zurück an die Bandkante. Zusammen bilden beide Rekombinationsprozesse die obere Grenze der möglichen Ladungsträgerlebensdauer und limitieren die maximale Energiekonversionseffizienz von Siliciumsolarzellen auf etwa 29 % [16]. In Siliciumsolarzellen sind Verluste durch die strahlende Rekombination gegenüber denen durch die Auger-Rekombination zu vernachlässigen.

Die Auger-bedingte Rekombinationsrate ist proportional zum Produkt der Konzentrationen der beteiligten Ladungsträger n und p . Unter Vernachlässigung einer Wechselwirkung zwischen den freien Ladungsträgern ergibt sich die Netto-Auger-Rekombinationsrate zu [17]

$$U_{\text{Auger}} = C_n(n^2p - n_i^2n_0) + C_p(np^2 - n_i^2p_0), \quad (2.5)$$

wobei C_n und C_p die Auger-Koeffizienten der entsprechenden eeh- und ehh-Prozesse sind. Für kristallines Silicium bei 300 K sind in der Literatur Werte von $C_n = 2,8 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ und $C_p = 9,9 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ angegeben [18].

Während der ideale Fall von Gleichung (2.5) eine gute Übereinstimmung mit gemessenen Rekombinationsraten in hoch dotiertem Silicium liefert, ist die Rekombinationsrate in Silicium mit geringer bis mittlerer Dotierkonzentration höher, als Gleichung (2.5) vorgibt. Eine Erklärung für diesen Effekt ist die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den rekombinierenden Elektronen und Löchern [19]. Kerr und Cuevas ermittelten in Ref. [20] eine Parameterisierung der Auger-Rekombinationsrate in n - und p -Typ Silicium basierend auf Lebensdauermessungen für Dotierkonzentrationen zwischen 10^{13} cm^{-3} und 10^{20} cm^{-3} .

Rekombination über Störstellen

Neben den intrinsischen Rekombinationsprozessen gibt es auch die Möglichkeit der *extrinsischen* Rekombination über Störstellenzustände (Traps), die energetisch in der verbotenen Bandlücke des Halbleiters liegen. Verursacht werden diese Störstellenzustände durch Verunreinigungen oder Gitterfehler des Kristalls. Die zusätzlichen Zustände erhöhen die Rekombinationsrate der Ladungsträger, abhängig von ihren charakteristischen Einfangsquerschnitten σ_n und σ_p . Im Jahr 1952 stellten W. Shockley, W.T. Read [21] und R.N. Hall [22] ein statistisches Modell auf, ausgehend davon,

dass die Rekombination über *eine* Störstellenart mit unveränderlicher Energie E_T abläuft. Die Shockley-Read-Hall (SRH)-Rekombinationsrate ist mit

$$U_{\text{SRH}} = \frac{v_{\text{th}} N_T (np - n_i^2)}{\frac{n+n_1}{\sigma_p} + \frac{p+p_1}{\sigma_n}} \quad (2.6)$$

mit

$$n_1 = N_C e^{\frac{E_T - E_C}{kT}} \quad \text{und} \quad p_1 = N_V e^{\frac{E_V - E_T}{kT}} \quad (2.7)$$

gegeben, mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit v_{th} , der Störstellendichte N_T sowie N_C und N_V , den effektiven Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband. Mit Gleichung (2.4) und Gleichung (2.6) ergibt sich die SRH-Ladungsträgerlebensdauer zu

$$\tau_{\text{SRH}} = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n0}(p_0 + p_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n}. \quad (2.8)$$

Dabei sind die Größen $\tau_{p0} = (\sigma_p v_{\text{th}} N_T)$ und $\tau_{n0} = (\sigma_n v_{\text{th}} N_T)$ die Einfangszeiten von Löchern und Elektronen in die Störstellen.

Für den Fall der Niedriginjektion vereinfacht sich Gleichung (2.8) zu

$$\tau_{\text{SRH}} = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0}. \quad (2.9)$$

Unter der Annahme eines tiefen Störstellenniveaus nahe der Mitte der Bandlücke werden n_1 und p_1 gegenüber n_0 und p_0 vernachlässigbar klein. Man erhält $\tau_{\text{SRH}} = \tau_{p0}$ für n -Typ und $\tau_{\text{SRH}} = \tau_{n0}$ für p -Typ Halbleiter. Da in diesem Fall der Einfang der jeweiligen Ladungsträgerminoritäten die SRH-Lebensdauer bestimmt, wird auch von der Minoritäts-Ladungsträgerlebensdauer gesprochen.

Gesamtlebensdauer

Die Gesamtvolumenlebensdauer τ_{Vol} setzt sich gemäß Gleichung (2.4) aus den Lebensdauern der einzelnen Rekombinationsprozessen zusammen:

$$\frac{1}{\tau_{\text{Vol}}} = \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Rad}}}. \quad (2.10)$$

Aus der Gesamtvolumenlebensdauer τ_{Vol} berechnet sich mit

$$L_{D,n,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{\text{Vol}}} \quad (2.11)$$

die Diffusionslänge L_D der Ladungsträger im Volumen. Mit $D_{n,p}$ ist die Diffusionskonstante der Elektronen bzw. Löcher gegeben.

Für kristallines Silicium wird in Niedriginjektion bei niedriger bis mittlerer Dotierung τ_{Vol} im wesentlichen durch die SRH-Lebensdauer bestimmt. Der entsprechende Wert für τ_{SRH} ist von den Materialeigenschaften und damit vom Herstellungsprozess des Siliciums abhängig. Nach dem *Float-Zone* (FZ) Verfahren hergestelltes Bor-dotiertes Silicium weist z.B. bei einem spezifischen Widerstand von $1,5 \Omega\text{cm}$ (p -Typ)

eine Lebensdauer von typischerweise 1 ms auf. Das in der industriellen Solarzellenherstellung verwendete kostengünstigere Bor-dotierte Czochralski* (Cz-) Silicium erreicht dagegen bei einem spezifischen Widerstandsbereich von $0,7 \Omega\text{cm}$ bis $5 \Omega\text{cm}$ typische Volumenlebensdauern von $10 \mu\text{s}$ bis $100 \mu\text{s}$ [24]. Die Volumenlebensdauer ist insbesondere von der Sauerstoffkonzentration im Siliciummaterial abhängig.

2.1.2 Oberflächenrekombination

Ladungsträgerrekombination über Defektzustände an der Halbleiteroberfläche wird als Grenzflächen- oder Oberflächenrekombination bezeichnet. Im Gegensatz zu den rekombinationsaktiven Störstellen im Volumen sind die Grenzflächenzustände in der Regel kontinuierlich über die Bandlücke verteilt. Durch die Einführung einer energieabhängigen Oberflächenzustandsdichte $D_{\text{it}}(E)$ (Anzahl von Zuständen pro Fläche und Energie) und Integration über die Bandlücke erhält man einen Ausdruck für die Nettorekombinationsrate U_S an der Oberfläche. Sie gibt an, wie viele Ladungsträger pro Zeit und Fläche an der Oberfläche rekombinieren. Analog zur Ladungsträgerlebensdauer im Volumen erhält man eine *Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit* (ORG) S :

$$S(\Delta n_s, n_0, p_0) = \frac{U_S((\Delta n_s, n_0, p_0))}{\Delta n_s}, \quad (2.12)$$

mit der Überschussladungsträgerdichte Δn_s an der Oberfläche.

Die Rekombination an Oberflächen kann nun entweder durch (i) eine Reduktion der Oberflächenzustandsdichte D_{it} erfolgen oder (ii) durch eine Verringerung der Konzentration der Ladungsträger n_s oder p_s an der Oberfläche. Ersteres kann durch eine elektrische Passivierung der Oberfläche mit einer dielektrischen Schicht, wie z.B. SiO_2 , wasserstoffhaltigem SiN oder wasserstoffhaltigem amorphem Silicium erfolgen. Eine Verringerung von n_s oder p_s kann durch ortsfeste Ladungen in der SiO_2 - oder SiN -Schicht erfolgen (Feldeffektpassivierung). Eine weitere Methode ist die Verwendung einer hochdotierten Schicht an der Oberfläche, wie etwa einer „*back surface field*“-Schicht (BSF) oder einer sogenannten „*floating junction*“ (nicht kontaktierte Emitterschicht).

Oberflächenrekombination mit Bandverbiegung

In der Regel kommt es zur Verbiegung von Valenz- und Leitungsband im Bereich der Grenzfläche. Dies kann z.B. durch fest eingebaute Ladungen in den dielektrischen Schichten auf der Si-Oberfläche oder durch diffundierte Schichten an der Oberfläche verursacht werden. Aufgrund der Bandverbiegung gilt die einfache Beziehung $\Delta n_s = \Delta p_s$ nicht mehr, wodurch sich die Berechnung der Rekombinationsrate verkompliziert. Definiert man nun eine virtuelle Oberfläche im Volumen, wo die Bänder gerade nicht mehr verbogen sind, kann man eine effektive Oberflächenrekombinationsrate $U_{S,\text{eff}}$ definieren, welche sich aus der Summe der Rekombinationraten an der

*Nach dem polnischen Wissenschaftler Jan Czochralski benanntes Verfahren zur Herstellung von einkristallinem Silicium [23].

physikalischen Oberfläche und in der Schicht zwischen virtueller und physikalischer Oberfläche zusammensetzt. Die *effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit* ergibt sich damit zu

$$S_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{S,eff}}}{\Delta n}, \quad (2.13)$$

mit der Überschussladungsträgerdichte Δn am Rand der Raumladungszone, wo Minoritäts- und Majoritätsüberschussladungsträgerdichte aufgrund der Feldfreiheit identisch sind ($\Delta n = \Delta p$).

Diese Vorgehensweise erlaubt auch die Beschreibung von Rekombinationsverlusten in Emittern einer Solarzelle, wobei die virtuelle Oberfläche am Rand der Raumladungszone im Volumen definiert ist.

2.1.3 Bestimmung der effektiven Lebensdauer τ_{eff}

Die effektive Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff} ergibt sich aus der Summe der Rekombination photogenerierter Überschussladungsträger im Siliciumvolumen und an den Siliciumoberflächen. Experimentelle Methoden zur Bestimmung von τ_{eff} basieren auf der zeit- oder injektionsabhängigen Detektion photogenerierter Überschussladungsträger mittels der Wechselwirkung elektromagnetischer Felder mit den photogenerierten Ladungsträgern. Wechselwirkungsmechanismen sind z.B. die induktive Kopplung elektromagnetischer Felder an eine Flächenladung, die Reflexion von Mikrowellen oder die Emission und Absorption von Infrarot-Strahlung. Dabei wird die über die Dicke W des Wafers gemittelte Überschussladungsträgerdichte Δn_{av} ermittelt.

Die zeitliche Entwicklung der Überschussladungsträgerdichte ist mit der Kontinuitätsgleichung zu

$$\frac{\partial \Delta n(t)}{\partial t} = G(t) - U(t) + \frac{1}{q} \nabla J \quad (2.14)$$

bestimmt [25]. $G(t)$ ist die Generationsrate, $U(t)$ die Rekombinationsrate, q die Elementarladung und J die Stromdichte. Für den Fall einer homogenen Ladungsträgerverteilung ($\Delta n(z, t) = \Delta n_{\text{av}}(t)$) über die Tiefe z des Wafers, d.h. einer homogenen Generation über die Tiefe des Wafers und hinreichend geringen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten, kann der Term $\frac{1}{q} \nabla J$ in Gl. (2.14) vernachlässigt werden. Mit der räumlich gemittelten Generationsrate $G_{\text{av}}(t)$, der mittleren Überschussladungsträgerdichte $\Delta n_{\text{av}}(t)$, und $U(t) = \Delta n_{\text{av}}(t)/\tau_{\text{eff}}$ ergibt sich [26]

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta n_{\text{av}}(t)}{G_{\text{av}}(t) - \frac{\partial \Delta n_{\text{av}}(t)}{\partial t}}. \quad (2.15)$$

Im stationären Fall ist die Rekombinationsrate gleich der Generationsrate $U = G_{\text{av}}$. In diesem Fall reduziert sich Gleichung (2.15) zu

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta n_{\text{av}}}{G_{\text{av}}}. \quad (2.16)$$

Wird für die optische Anregung z.B. eine Blitzlampe verwendet mit einer Abklingzeit der Lichtintensität größer als die effektive Ladungsträgerlebensdauer, so gilt $U \approx G_{\text{av}}$ mit einer kleinen Korrektur von $\partial \Delta n_{\text{av}}(t)/\partial t$ [26]. Der Halbleiter befindet sich zu jedem Zeitpunkt im sogenannten *quasistatischen Gleichgewicht*.

Beide Fälle finden im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung von τ_{eff} Anwendung. Die effektive Lebensdauer unter Berücksichtigung von Oberflächenrekombination

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{Vol}}} + \frac{1}{\tau_{\text{S}}} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\tau_{\text{S}}} = \frac{\Delta n(W)}{\Delta n_{\text{av}}} \frac{S_{\text{RS}}}{W} + \frac{\Delta n(0)}{\Delta n_{\text{av}}} \frac{S_{\text{VS}}}{W}. \quad (2.17)$$

erhält man durch Lösen der Transportgleichungen im Halbleiter [27]. τ_{S} ist die Oberflächenlebensdauer, W die Dicke des Wafers, $\Delta n(W)$ und $\Delta n(0)$ sind die Überschussladungsträgerdichten an der (virtuellen) Oberfläche von Vorder- und Rückseite, S_{VS} und S_{RS} sind die effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten der Vorder- und Rückseite. Für einen Siliciumwafer mit identisch passivierter Vorder- und Rückseite $S_{\text{VS}} = S_{\text{RS}} = S_{\text{eff}}$ und homogener Ladungsträgerverteilung $\Delta n(W) = \Delta n(0)$ ist

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{Vol}}} + \frac{2S_{\text{eff}}}{W}. \quad (2.18)$$

2.2 Interpretation der effektiven Lebensdauerermessung

2.2.1 Sättigungsstromdichte J_0

Die meisten heute hergestellten Solarzellen werden als p/n Übergänge in einkristallinem oder multikristallinem Silicium realisiert. Der Einfluss der Ladungsträgerrekombination auf die Funktion einer Solarzelle kann mit der Sättigungsstromdichte J_0 der Diode beschrieben werden. Die *ideale Strom-Spannungs-Charakteristik* einer beleuchteten Diode ist, wie in mehreren Lehrbüchern (z.B. Ref. [28]) hergeleitet,

$$J(V) = J_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) - J_{\text{L}}, \quad (2.19)$$

wobei J die Stromdichte, V die angelegte Spannung und kT/q die thermische Spannung ist. Mit J_{L} ist die in der Solarzelle photogenerierte Stromdichte gegeben. Gleichung (2.19) ist die ideale Diodencharakteristik verschoben um die lichtgenerierte Photostromdichte. Da die lichtgenerierte Stromdichte in Sperrichtung fließt, ist J_{L} sinngemäß mit negativem Vorzeichen berücksichtigt. Zur Herleitung von Gleichung (2.19) wurden Serien- und Parallelwiderstände vernachlässigt sowie die Idealität der Diode zu Eins angenommen.

Der Term $J_0(\exp qV/kT - 1)$ in Gleichung (2.19) beschreibt die Rekombinationsstromdichte in der Solarzelle. Die Spannung V ist durch die Aufspaltung der Quasi-Fermieniveaus unter Beleuchtung bestimmt mit

$$np = (n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) = n_1^2 e^{\frac{qV}{kT}}. \quad (2.20)$$

Der Rekombinationsstrom einer Solarzelle kann daher mit

$$J_{\text{Rek}}(V) = J_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = J_0 \frac{np - n_i^2}{n_i^2} \quad (2.21)$$

ausgedrückt werden.

Aus Gleichung (2.19) können die wichtigsten Solarzellenparameter direkt abgeleitet werden.

- Kurzschlussstromdichte J_{sc} :
Ist die beleuchtete Solarzelle kurzgeschlossen ($V = 0$), so fließt definitionsgemäß im äußeren Stromkreis die Kurzschlussstromdichte J_{sc} . Für den Fall der idealen Solarzelle folgt $J_{\text{sc}} = -J_{\text{L}}$.
- Leerlaufspannung V_{oc} :
Die Leerlaufspannung V_{oc} erhält man, wenn der Solarzelle kein Strom entnommen wird ($J = 0$), zu

$$V_{\text{oc}} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{\text{sc}}}{J_0} + 1 \right) \quad (2.22)$$

- Optimaler Arbeitspunkt (*maximum power point*, MPP):
Als optimaler Arbeitspunkt der Solarzelle wird definitionsgemäß der Punkt der Kennlinie ($V_{\text{mpp}}, J_{\text{mpp}}$) bezeichnet, an dem die elektrische Leistungsdichte betragsmäßig maximal wird.
- Füllfaktor FF :
Der Füllfaktor einer J - V -Kennlinie ist definiert als

$$FF := \frac{V_{\text{mpp}} J_{\text{mpp}}}{V_{\text{oc}} J_{\text{sc}}} \quad (2.23)$$

- Wirkungsgrad η :
Der Wirkungsgrad oder Effizienz η einer Solarzelle ist definiert als der Quotient der elektrischen Leistungsdichte der Solarzelle am MPP durch die eingestrahelte Lichtleistungsdichte P_{L} :

$$\eta = \frac{|V_{\text{mpp}} J_{\text{mpp}}|}{P_{\text{L}}} = \frac{|V_{\text{oc}} J_{\text{sc}} FF|}{P_{\text{L}}} \quad (2.24)$$

Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte J_{0e}

Die Sättigungsstromdichte J_0 bestimmt über Gleichung (2.22) die Leerlaufspannung V_{oc} und damit den Wirkungsgrad der Solarzelle. J_0 selbst setzt sich aus der Emittersättigungsstromdichte J_{0e} und der Sättigungsstromdichte J_{0b} der Basis zusammen, $J_0 = J_{0e} + J_{0b}$. Der Sättigungsstrom der Basis kann durch die Sättigungsstromdichte im Volumen J_{Vol} und der Oberfläche der Basis $J_{0b,S}$ mit $J_{0b} = J_{\text{Vol}} + J_{0b,S}$ berechnet werden.

In der vorliegenden Arbeit spielt die Optimierung der Emittersättigungsstromdichte J_{0e} eine wichtige Rolle. Für die Bestimmung von J_{0e} aus effektiven Lebensdauermessungen wird der Emitter als eine Oberfläche mit einer effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $S_{\text{eff},e}$ betrachtet. $S_{\text{eff},e}$ bedingt eine Rekombinationsstromdichte $J_{\text{Rek},e} = q\Delta n S_{\text{eff},e}$. Für p-Typ Halbleiter ($p_0 \approx N_A \gg n_0$) erhält man mit Gleichung (2.21)

$$S_{\text{eff},e} = \frac{J_{0e}}{qn_i^2}(N_A + \Delta n). \quad (2.25)$$

Nimmt man eine homogene Überschussladungsträgerdichteverteilung ($\Delta n = \Delta n_{\text{av}}$) in der Probe an und geht von einem identischen Vorder- und Rückseitenemitter aus, so erhält man mit Gleichung (2.18) die Emittersättigungsstromdichte

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} = \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \frac{2J_{0e}}{qn_i^2 W}(N_A + \Delta n_{\text{av}}), \quad (2.26)$$

wobei der Term für die Volumenrekombination in Auger- und Shockley-Read-Hall-Rekombination aufgeteilt wurde.

In dieser Arbeit wurde die von Kane und Swanson Ref. [29] und Cuevas *et al.* Ref. [30, 31] vorgeschlagene Methode zur Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte J_{0e} verwendet. Ist der Halbleiter in Hochinjektion kann nach Gleichung (2.26) J_{0e} aus der Steigung des Graphen ($\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}}$) über Δn_{av} abgelesen werden.

2.2.2 Implizierte $J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}$ Auswertung

Die Interpretation von Δn als Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus im Halbleiter in Abhängigkeit der eingestrahnten Lichtintensität erlaubt die Überführung der effektiven Lebensdaueremessung in eine sogenannte implizierte $J_{\text{sc}}-V_{\text{oc}}$ -Charakteristik [32]. Die Aufspaltung der Quasiferminiveaus definiert im Halbleiter eine Spannung V gemäß Gleichung (2.20)

$$(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}.$$

Ein solches *impliziertes* V_{oc} zeigt bei Beleuchtung unter 1 Sonne eine gute Übereinstimmung mit dem an der fertigen Solarzelle gemessenen V_{oc} -Wert [32].

Die über die Lebensdaueremessung experimentell bestimmte Überschussladungsträgerdichte Δn lässt sich in eine implizierte $J_{\text{sc}} - V_{\text{oc}}$ -Charakteristik überführen, wenn man einen proportionalen Zusammenhang zwischen J_{sc} und der eingestrahnten Beleuchtungsintensität annimmt. Die Beleuchtungsintensität wird über die Messung der Kurzschlussstromdichte $J_{\text{sc,Ref}}$ einer kalibrierten Referenzzelle bestimmt. Die gesuchte implizierte Stromdichte der Probe berechnet sich zu

$$J_{\text{sc}} = \Gamma_{\text{korr}} J_{\text{sc,Ref}} \quad \text{mit} \quad \Gamma_{\text{korr}} = \frac{J_{\text{sc}}}{J_{\text{sc,Ref}}} \Big|_{1 \text{ Sonne}}. \quad (2.27)$$

Der Korrekturfaktor Γ_{korr} beschreibt das Verhältnis der zu erwartenden Kurzschlussstromdichte der Probe und der gemessenen Kurzschlussstromdichte der Referenzzelle bei einer Sonne.

2.3 Modell zur elektrischen Beschreibung von Solarzellen

Die elektrische Beschreibung einer idealen Solarzelle nach Gleichung (2.19) vernachlässigt ohmsche Widerstände in der Solarzelle und geht von einer Idealität Eins der Diode aus. Das sogenannte „2-Dioden-Modell“ berücksichtigt modellhaft neben ohmschen Widerständen auch Rekombinationsverluste in der Raumladungszone der Solarzelle. Abbildung 2.1 zeigt das zugehörige Ersatzschaltbild.

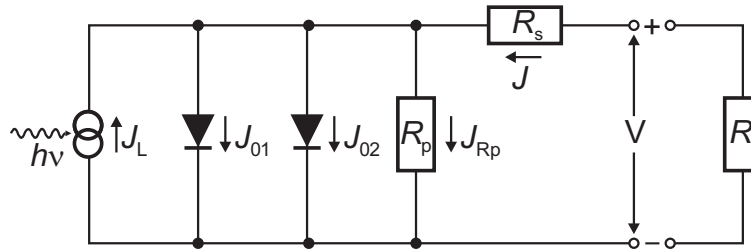


Abbildung 2.1: Ersatzschaltbild einer Solarzelle im 2-Dioden-Modell.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik für dieses Modell ergibt sich zu

$$J = J_{01} \left(\exp \frac{V - JR_S}{n_1 V_T} - 1 \right) + J_{02} \left(\exp \frac{V - JR_S}{n_2 V_T} - 1 \right) + \frac{V - JR_S}{R_P} - J_L, \quad (2.28)$$

mit der thermischen Spannung $V_T = kT/q$ (Boltzmann-Konstante k , Temperatur T und Elementarladung q) und n_1 und n_2 als Idealitätsfaktoren der jeweiligen Diode. Der lichtgenerierte Photostrom wird durch die Stromquelle im Schaltbild berücksichtigt. Die Sättigungsstromdichte der ersten Diode J_{01} beinhaltet die Rekombination in der Basis, im Emitter sowie an der Oberfläche der Solarzelle. Die Sättigungsstromdichte der zweiten Diode J_{02} dient im wesentlichen der Berücksichtigung der Rekombination in der Raumladungszone. Die entsprechenden Idealitätsfaktoren haben theoretischen Überlegungen zufolge die Werte $n_1 = 1$ und $n_2 = 2$.

Im Parameter R_S sind sämtliche flächenbezogene Serienwiderstandsbeiträge der Solarzelle zusammengefasst. Der Wert des Parallelwiderstandes R_P wird durch lokale Kurzschlüsse des p/n -Überganges bestimmt.

Kapitel 3

Rückseitenkontaktierte Siliciumsolarzellen

Die Terminologie „rückseitensammelnde Solarzelle“ und „rückseitenkontaktierte Solarzelle“ wird in dieser Arbeit wie folgt verwendet:

- Bei *rückseitenkontaktierten* Solarzellen* sind *beide*, Basis- und Emitter-, Kontakte *einseitig* auf der Zellrückseite angeordnet.
- *Rückseitensammelnde* Solarzellen sind rückseitenkontaktierte Solarzellen, bei denen der sammelnde Emitter *ausschließlich* auf der Zellrückseite angeordnet ist.

Das in der industriellen Produktion übliche Zelldesign mit sammelndem Emitter auf der Vorderseite und den Metallkontakten auf Vorder- und Rückseite (siehe Abbildung 1.2 auf Seite 3) wird als *beidseitig kontaktierte* Solarzelle bezeichnet.

Neben den Vorteilen, welche sich aus der Anordnung beider Metallkontakte auf der Zellrückseite ergeben, werden in diesem Abschnitt die Herausforderungen beim Herstellen hocheffizienter, rückseitensammelnder Solarzellen anhand eindimensionaler Simulationen aufgezeigt. Vergleiche

3.1 Wirkungsgradpotential

In Abbildung 3.1 sind die gemessenen Reflexionen einer RISE Si-Solarzelle (offene Symbole) und einer texturierten Industriesolarzelle mit Siebdruckmetallisierung auf der Vorderseite (gefüllte Symbole) dargestellt. Die RISE Solarzelle zeigt eine mit dem Photonenfluss des terrestrischen Sonnenspektrums AM1,5G gewichtete Reflexion von 3,5 %, die Industriesolarzelle eine Reflexion von 10,5 %. Der Unterschied von 7 % absolut ist auf die Reflexion der Metallisierung auf der lichtzugewandten Seite der vorderseitenkontaktierten Solarzelle zurückzuführen. Der Flächenanteil der Metallisierung auf der beleuchteten Seite resultiert in erster Linie aus dem Kompromiss von optischen Verlusten durch Reflexion und elektrischen Verlusten durch Serienwiderstände im metallischen Leiter.

*Oft auch als „rückkontaktierte Solarzellen“ bezeichnet.

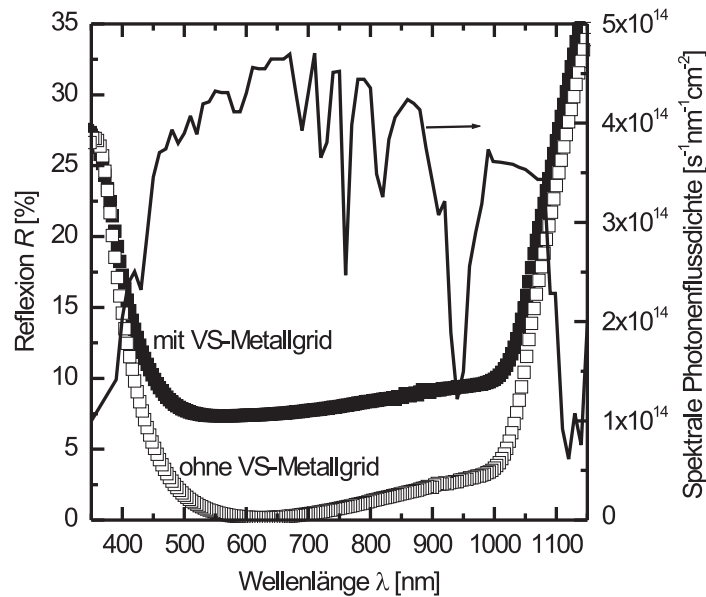


Abbildung 3.1: Gemessene Reflexion an einer im Rahmen dieser Arbeit hergestellten rückkontaktierten RISE Si-Solarzelle (offene Symbole) und an einer texturierten Industriesolarzelle mit Siebdruckmetallisierung auf der Vorderseite (gefüllte Symbole). Mit eingezeichnet ist die spektrale Photonenflussdichte des terrestrischen Sonnenspektrums AM1,5G[‡] bei einer Intensität von 100 mW/cm² gemäß IEC 904-3 [33]. Für die Industriesolarzelle ergibt sich eine mit dem Photonenfluss des Sonnenspektrums gewichtete Reflexion von 10,5 %, während die rückkontaktierte Solarzelle eine Reflexion von 3,5 % aufweist.

In Abbildung 3.2 werden die mit Hilfe einer eindimensionalen Simulation berechneten Wirkungsgradpotentiale einer *beidseitig kontaktierten* Solarzelle (grau) und einer *rückseitensammelnden* Solarzelle (schwarz) in Abhängigkeit der Volumenladungsträgerlebensdauer τ_{Vol} im Silicium dargestellt. Die gemessenen Reflexionsdaten aus Abbildung 3.1 wurden bei der Simulation berücksichtigt. Um die Auswirkung der Zeldicke auf die Effizienz zu zeigen, wurden die Berechnungen für zwei verschiedene Substratdicken $W = 100 \mu\text{m}$ (gestrichelte Linien) und $W = 200 \mu\text{m}$ (durchgezogene Linien) durchgeführt. Neben der Ladungsträgerlebensdauer τ_{Vol} ist die Diffusionslänge L_{D} der Minoritäten im Siliciumvolumen mit angegeben, welche über Gleichung 2.11 auf Seite 11 mit τ_{Vol} verknüpft ist. Die für die Simulation angenommenen Sättigungsstromdichten $J_{0\text{e}}$ des Emitters und $J_{0\text{b,S}}$ der Oberfläche der Basis sind im Graph angegeben.

Aufgrund geringerer Reflexionsverluste haben rückseitensammelnde Solarzellen mit beiden Metallkontakten auf der Zellrückseite bei hoher Materialqualität, das heißt bei hoher Ladungsträgerlebensdauer im Volumen, ein höheres Wirkungsgradpotential als beidseitig kontaktierte Solarzellen.

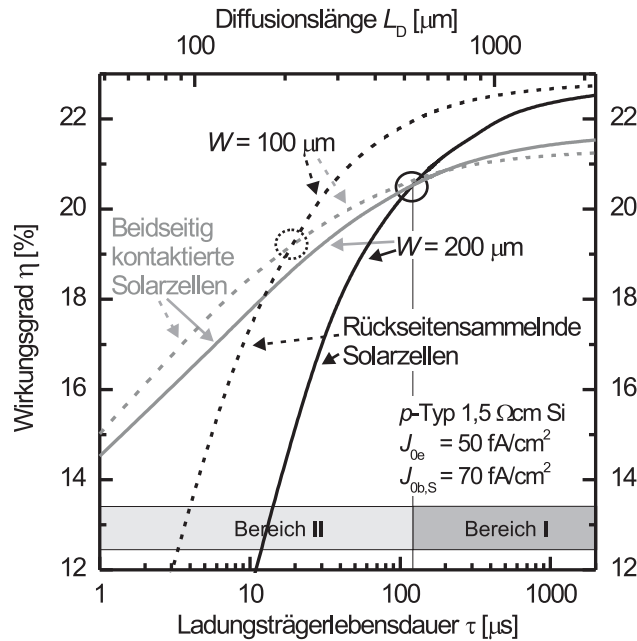


Abbildung 3.2: Eindimensionale Simulation (PC1D [34]) des Wirkungsgrades einer beidseitig kontaktierten Solarzelle (grau) und einer rückseitensammelnden Solarzelle (schwarz) in Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer τ_{Vol} im Silicium. Für die Berechnungen wurden die Reflexionsdaten aus Abb. 3.1 verwendet. Die Berechnungen wurden für zwei verschiedene Substratdicken $W = 100 \mu\text{m}$ (gestrichelte Linien) und $W = 200 \mu\text{m}$ (durchgezogene Linien) durchgeführt. Für eine in der Industrie derzeit typische Waferdicke von $W = 200 \mu\text{m}$ ist für Silicium mit einer Lebensdauer $\tau_{\text{Vol}} < 100 \mu\text{s}$ bzw. $L_D < 500 \mu\text{m}$ ein Zelldesign mit sammelndem Emitter auf der Vorderseite von Vorteil.

3.2 Rückseitensammelnde Solarzellen

Der Wirkungsgradverlust einer Solarzelle mit sammelndem Emitter auf der Vorderseite ist jedoch mit abnehmender Materialqualität weniger drastisch verglichen mit einer rückseitensammelnden Solarzelle. Für rückseitensammelnde Solarzellen gilt die Faustformel: Für Wirkungsgrade $\geq 21\%$ ist eine Diffusionslänge von $L_D \geq (3 - 4)W$ nötig. Dünnere Waferdicken W reduzieren daher die Anforderung an die Materialqualität. Der Schnittpunkt der Effizienzverläufe von beidseitig kontaktierten Solarzellen mit sammelndem Emitter auf der Vorderseite und rückseitensammelnden Solarzellen ist für beide Waferdicken in Abbildung 3.2 eingezeichnet. Für eine $W = 200 \mu\text{m}$ dicke Zelle ist im Lebensdauerbereich **I** ein rückseitensammelndes Solarzellkonzept von Vorteil, im Bereich **II** ein Konzept mit sammelndem Emitter auf der Vorderseite. Neben der Ladungsträgerlebensdauer τ_{Vol} ist die Diffusionslänge L_D der Minoritäten im Siliciumvolumen angegeben.

3.2.1 Rekombination an der Solarzellenvorderseite

Der Passivierung der Vorderseite von rückseitensammelnden Solarzellen kommt ähnlich wie der Minoritätsträgerdiffusionslänge im Volumen (siehe Abb. 3.2) eine besondere Bedeutung zu. Abbildung 3.3 verdeutlicht diese technologische Herausforderung anhand einer eindimensionalen Simulation (PC1D) des Wirkungsgrades einer rückseitensammelnden Solarzelle und einer beidseitig kontaktierten Solarzelle in Abhängigkeit der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ORG auf der Vorderseite $S_{\text{eff,VS}}$. Mit angegeben ist die Sättigungsstromdichte $J_{0,\text{VS}}$ der Zell-

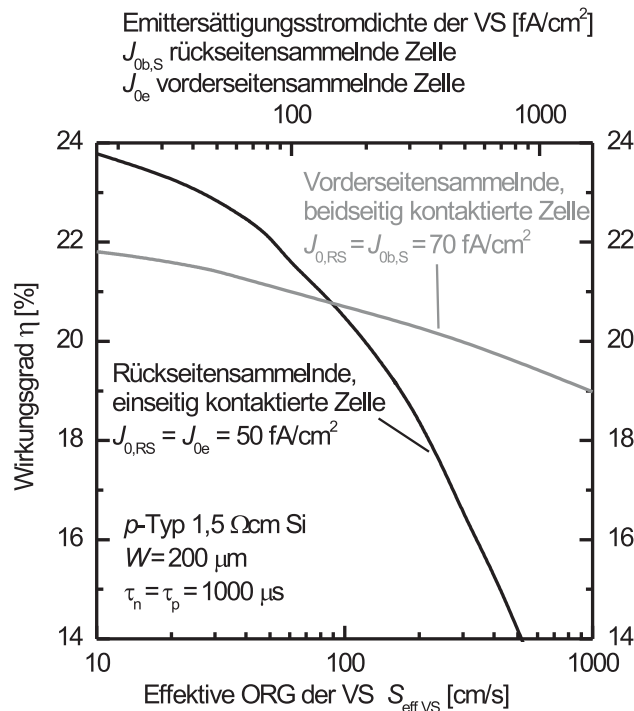


Abbildung 3.3: Mit Hilfe einer eindimensionalen numerischen Simulation (PC1D) berechnete Wirkungsgrade einer rückseiten- und vorderseitensammelnden Solarzelle in Abhängigkeit der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ORG auf der Vorderseite $S_{\text{eff,VS}}$. Mit angegeben ist die dazugehörige Sättigungsstromdichte der Vorderseite: das ist $J_{0,\text{b,VS}}$ für die rückseitensammelnde und $J_{0,\text{e}}$ für die vorderseitensammelnde Solarzelle. Für die Simulation wurde eine effektive Ladungsträgerlebensdauer im Volumen von $1000 \text{ } \mu\text{s}$ angenommen. Die Sättigungsstromdichten der jeweiligen Rückseite entsprechen denen von Abb. 3.2. Die rückseitensammelnde Solarzelle zeigt im Vergleich zur vorderseitensammelnden Solarzelle einen stärkeren Abfall im Wirkungsgrad mit zunehmender ORG der Vorderseite.

vorderseite: für die rückseitensammelnde Zelle ist dies $J_{0,\text{b,VS}}$ und für die beidseitig kontaktierte Solarzelle mit dem sammelndem Emitter auf der Vorderseite $J_{0,\text{e}}$. Die

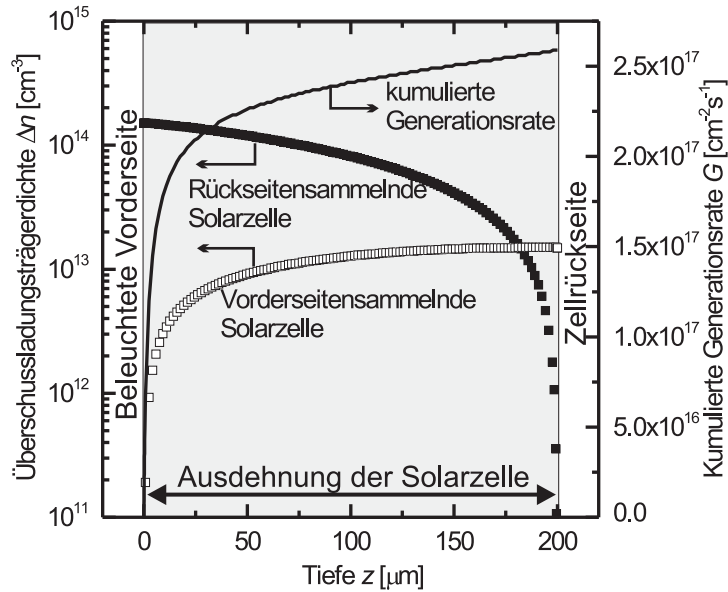


Abbildung 3.4: Verteilung der Überschussladungsträgerdichte Δn über die Tiefe z der Solarzelle für eine rückseitensammelnde und für eine vorderseitensammelnde Solarzelle. Die Berechnungen wurden für den Kurzschlussfall der Solarzelle durchgeführt. Mit aufgetragen ist die kumulierte Generationsrate G . Die Zellvorderseite (Lichteinfall) ist bei $z = 0$. An der Zellvorderseite weist die rückseitensammelnde Solarzelle eine um drei Größenordnungen höhere Überschussladungsträgerdichte Δn auf.

Sättigungsstromdichten der jeweiligen Rückseite entsprechen denen von Abbildung 3.2.

Der Wirkungsgradverlust fällt mit zunehmender effektiver ORG der Vorderseite für eine rückseitensammelnde Solarzelle stärker aus als für Solarzellen mit sammelndem Emittor auf der Vorderseite. Für effiziente rückseitensammelnde Solarzellen mit Wirkungsgraden $> 20\%$ sind effektive ORGs auf der Vorderseite von $S_{\text{eff,VS}} < 100 \text{ cm/s}$ nötig. Eine Erhöhung von 50 cm/s auf 120 cm/s führt im Falle der rückseitensammelnden Solarzelle zu einem Absinken des Wirkungsgrades um ca. 10% relativ, im Gegensatz zu ca. $2,5\%$ für die vorderseitensammelnde Zelle. Der Wirkungsgradverlust der rückseitensammelnden Solarzelle ist dominiert durch den Abfall in der Kurzschlussstromdichte J_{sc} bei steigender ORG. Bei der vorderseitensammelnden Solarzelle hingegen ist J_{sc} nahezu unabhängig von der ORG der Vorderseite, da die Lichtgeneration hauptsächlich im Volumen der Solarzelle stattfindet. Der Wirkungsgradverlust bei der vorderseitensammelnden Solarzelle mit steigender ORG ist demnach bedingt durch höhere Rekombinationsverluste auf der Vorderseite im Leerlauf der Solarzelle, d.h. geringeres V_{oc} .

Der stärkere Wirkungsgradabfall der rückseitensammelnden Zelle im Vergleich zur vorderseitensammelnden Zelle ist auf eine höhere Rekombinationsstromdichte an

der Zellvorderseite zurückzuführen. Bei *gleicher* effektiver ORG der Zellvorderseite weist die rückseitensammelnde Solarzelle aufgrund einer höheren Überschussladungsträgerdichte Δn an der Vorderseite eine höhere Rekombinationsstromdichte ($J_{\text{Rek}} \propto \Delta n S_{\text{eff,S}}$) auf als die vorderseitensammelnde Solarzelle. Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Überschussladungsträgerdichte Δn über die Tiefe z der Solarzelle sowohl für die rückseitensammelnde als auch für die vorderseitensammelnde Solarzelle im *Kurzschlussfall*. Die Dicke der Solarzelle wurde wie in den vorangegangenen Simulationen zu $W = 200 \mu\text{m}$ angenommen. Mit aufgetragen ist die kumulierte Generationsrate $G = \int_0^z g(z) dz$ von Elektron-Loch-Paaren in der Solarzelle, welche unter Vernachlässigung von Absorption durch freie Ladungsträger berechnet wurde. Die Zellvorderseite (Lichteinfall) befindet sich bei $z = 0 \mu\text{m}$.

Im Kurzschlussfall ist die Ladungsträgerdichte Δn der vorderseitensammelnden Solarzelle am Rand der Raumladungszone (virtuelle Oberfläche aufgrund der *effektiven* ORG) um etwa drei Größenordnungen geringer als für die rückseitensammelnde Solarzelle. Dies bedingt bei identischen effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten eine um drei Größenordnungen höhere Rekombinationsstromdichte bei rückseitensammelnden Solarzellen als bei vorderseitensammelnden Solarzellen.

3.3 EWT-Struktur für Silicium geringerer Materialqualität

Abbildung 3.2 zeigte für vorderseitensammelnde Solarzellen höhere Effizienzen bei Verwendung von Siliciummaterial mittlerer bis geringer Qualität $\tau_{\text{Vol}} < 100 \mu\text{s}$ im Vergleich zu rückseitensammelnden Solarzellen. Die Kombination aus einem sammelnden Emitter auf der Zellvorderseite und der Anordnung beider Metallkontakte auf der Zellrückseite verbindet die Vorteile einer vorderseitensammelnden Solarzelle mit den Vorteilen einer rückseitenkontaktierten Solarzelle. Mit dem EWT-Zelldesign ist eine solche Struktur einer sogenannten Emitterverbandsolarzelle gegeben.

In Abbildung 3.5 ist der berechnete Wirkungsgrad in Abhängigkeit der Volumladungsträgerlebensdauer τ_{Vol} für eine rückseitensammelnde Zellstruktur und eine EWT-Zellstruktur gegeben. Die Berechnung der Effizienzen erfolgte mit Hilfe einer 2-dimensionalen numerischen Simulation und ist aus Ref. [35] entnommen. In dem Graph sind zwei Verläufe (a) und (b) für die EWT-Zelle dargestellt. Der Unterschied ist bedingt durch eine variierende Emittersättigungsstromdichte J_{0e} bzw. Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S der *zusätzlichen* Emitterfläche der EWT-Solarzelle. Die Rekombinationsverluste in den zusätzlichen Emittergebieten sind in (b) höher angenommen als in (a), welche insbesondere eine Verringerung der Leerlaufspannung V_{0c} bewirken.

Die EWT-Solarzelle zeigt durch die größere Emitterfläche eine prinzipiell höhere Stromsammelwahrscheinlichkeit als die rückseitensammelnde Solarzelle, was in einem höherem J_{sc} -Wert für die EWT-Zelle resultiert. Für Silicium mit $\tau_{\text{Vol}} < 100 \mu\text{s}$ zeigt daher die EWT-Solarzelle, selbst bei schlecht passivierten Emitteroberflächen einen höheren Wirkungsgrad. Ob mit der EWT-Solarzelle bei hochwertigem Silici-

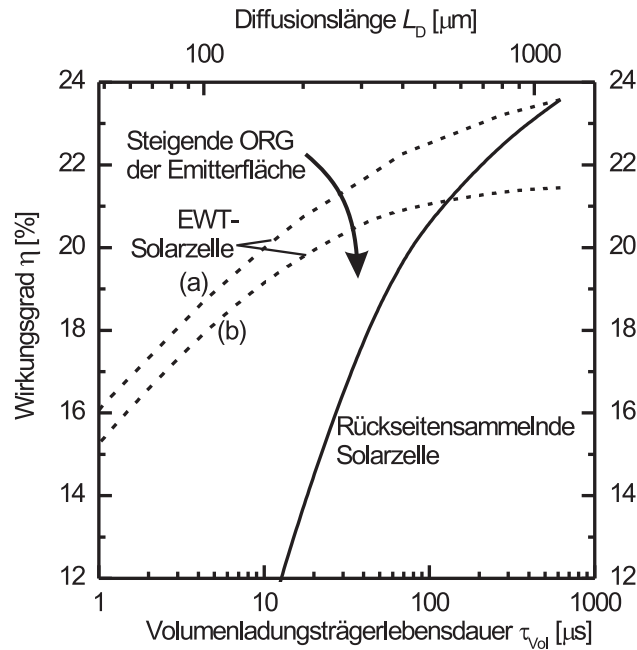


Abbildung 3.5: Zweidimensionale Simulation des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Volumenladungsträgerlebensdauer τ_{Vol} für eine rückseitensammelnde Zellstruktur und eine EWT-Zellstruktur mit ganzflächigem sammelnden Emitter auf der Vorderseite und lokalem Emitter auf der Rückseite. Die Simulationsdaten sind aus Ref. [35] entnommen. Die EWT-Struktur hat einen größeren Flächenanteil von sammelndem Emitter an der Gesamtzellfläche als die rückseitensammelnde Solarzelle. Abhängig von den Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten auf diesen zusätzlichen Emittergebieten sind zwei Wirkungsgradverläufe für die EWT-Zelle aufgetragen.

ummaterial $\tau_{Vol} > 100 \mu s$ nun höhere oder geringere Effizienzen als mit der rückseitensammelnden Solarzelle realisiert werden, hängt von den erreichbaren Emittersättigungsstromdichten J_{0e} in den zusätzlichen Emittergebieten ab.

3.4 Stand der Technik rückseitenkontaktierter Siliciumsolarzellen

Die im Jahr 1954 von Chapin *et al.* hergestellte erste Solarzelle aus kristallinem Silicium war bereits eine rückkontaktierte Solarzelle [36]. Der auf der Vorderseite ganzflächig sammelnde Emitter wurde über den Rand der Solarzelle auf die Rückseite geführt und dort kontaktiert. Mit diesem Design könnte man diese Solarzelle vielleicht auch als „*Emitter Wrap-Around*“ Solarzelle bezeichnen.

In den folgenden Abschnitten wird eine Übersicht über den Stand der Technik rückkontaktierter Solarzellen gegeben und insbesondere für rückseitensammelnde Si-Solarzellen die historische Entwicklung der Zellkonzepte aufgeführt. Dabei müssen die jeweils erzielten Ergebnisse hinsichtlich der Qualität des verwendeten Materials, der verwendeten Prozesstechnologien und der Flächen der Solarzellen unterschieden werden.

Rückseitensammelnde Solarzellen

Rückseitensammelnde Solarzellen wurden als Zelldesign für Konzentratoranwendungen vorgeschlagen, um den erhöhten Anforderungen durch die hohen Stromdichten zu begegnen [37, 38]. Cuevas *et al.* zeigten mit Simulationen einen Wirkungsgradvorteil von mehr als 1 % absolut von rückkontaktierten Solarzellen gegenüber einem Zelldesign mit Metallkontakten auf beiden Seiten bei Konzentratoranwendungen ((100 – 300) Sonnen) [39]. 1975 wurden von Schwartz *et al.* ein Wirkungsgrad von $\eta = 17,5\%$ bei einer Beleuchtungsintensität von 50 Sonnen vorgestellt [37]. Auf der Rückseite befinden sich kammartig ineinander verschränkte Metallkontakte, daher wird ein solches Zelldesign auch als *interdigitated back-contact* (IBC)-Solarzelle bezeichnet. Verbesserungen wie optimierte Emitterdotierung, verminderte Reflexion, höhere Ladungsträgerlebensdauer in der Basis etc. führten in theoretischen Untersuchungen zu einem postulierten Wirkungsgrad von $\eta = 24\%$ bei 300 Sonnen [38].

Swanson *et al.* stellten 1983 eine verbesserte Rückkontaktzelle mit lokalen Punktkontakten vor - die sogenannte *point-contact silicon solar cell* [40]. Basierend auf diesem Zelldesign wurde kurz darauf ein Wirkungsgrad von 19,7 % (ohne Textur) bei 88-facher Konzentration veröffentlicht [41]. Sinton *et al.* erzielten 1985 mit der rückkontaktierten Punktkontaktzelle ein Spitzenwirkungsgrad von 23 % bei 110 Sonnen [42]. Der realisierte Abstand zweier Finger gleicher Polarität betrug bei dieser Zelle nur 45 μm und der Durchmesser der Kontaktöffnungen 5 μm . Mit diesem Zelldesign wurden von Sinton *et al.* ein realisierbarer Wirkungsgrad von 28 % angekündigt [42]. Im gleichen Jahr wurde mit demselben Typ Solarzelle bei einer Beleuchtung von 1 Sonne bereits ein Wirkungsgrad von $\eta = 21\%$ erzielt [43], schnell gefolgt von einer Steigerung auf 22,2 %[§] im Jahr darauf [44]. Unter konzentriertem Sonnenlicht erzielten Sinton *et al.* 1987 mit diesem Zelldesign einen Wirkungsgrad von 28 % bei

[§]Dieser in [44] veröffentlichte Wirkungsgrad wurde nach Publikation auf 21,7 % nach unten korrigiert [45].

einer Beleuchtungsintensität von 150 Sonnen [46]. Diese Spitzenwirkungsgrade wurden mit aufwendig prozessierten Laborsolarzellen auf einer Fläche von $0,152\text{ cm}^2$ erreicht. Die Hauptlimitierung dieser Zellen stellten die Serienwiderstandsverluste der Metallleiter dar [47]. Verlinden *et al.* schlugen daher ein neues Metallisierungskonzept vor, basierend auf einem Mehrschichtsystem von Aluminium [48, 49]. Anodisch oxidiertes Aluminium und mittels *chemical vapour deposition* (CVD) abgeschiedenes SiO_2 sorgen für eine hinreichende Isolation übereinanderliegender Metallschichten. Mit dieser Technik wurde bei Beleuchtung von 1 Sonne ein Wirkungsgrad von $\eta = 21,7\%$ auf einer Fläche von $A = 0,64\text{ cm}^2$ erzielt, ein Rekordwirkungsgrad auf dieser Fläche.

King *et al.* stellte 1988 eine Punktkontaktsolarzelle mit einer diffundierten *floating junction* (nicht-kontaktierter Emitter) auf der Vorderseite vor [45]. Ein Wirkungsgrad von $\eta = 22,3\%$ auf $A = 8,5\text{ cm}^2$ und bemerkenswerte $V_{oc} = 706\text{ mV}$ werden berichtet. Die Realisierung dieser Zelle beinhaltete 4 Maskierungs- und 3 Justierungsschritte [50]. Photolithographie wurde für die Realisierung der IBC-Zellen zur Definition der Emitter- und Basisgebiete, des *back-surface-fields* (BSF), der Kontaktöffnungen und der Metallgrids verwendet. 1990 stellten Sinton *et al.* eine wesentlich vereinfachte Version der IBC-Zelle vor, wobei nur noch ein Photolithographieprozess verwendet wurde [50]. Beachtliche $21,9\%$ auf einer Fläche von $10,5\text{ cm}^2$ wurden erzielt. Dabei wurde eine bereits 2 Jahre zuvor publizierte Methode [47] zur selbstjustierende Kontakttrennung nach ganzflächiger Metallisierung der Rückseite verwendet.

Basierend auf dem Design der point-contact solar cell wurde 1991 an der Stanford Universität ein Wirkungsgrad von $\eta = 22,7\%$ unter Beleuchtung mit einer Sonne demonstriert [51]. Darauf aufbauend realisierte SunPower 1993 eine Pilotproduktion von über 7000 Hocheffizienz solarzellen für das Solarauto *Dream* von Honda, welches im selben Jahr das *World Solar Challenge* Rennen in Australien gewann [52]. Die Zellen hatten einen mittleren Wirkungsgrad von $21,1\%$ auf einer Gesamtzellfläche von $17,7\text{ cm}^2$. Die Produktion war auf hohe Wirkungsgrade, weniger auf niedrige Herstellungskosten ausgelegt. Die Produktion erfolgte in Reinraumumgebung mit fünf justierenden Photolithographieschritten. Auf $160\text{ }\mu\text{m}$ dickem FZ-Si wurde ein mittlerer Wirkungsgrad von $21,1\%$ der 7000 Solarzellen erzielt.

Durch Verringerung von Rekombinationsverlusten am Zellrand [53] und Optimierung der Substratdotierung wurde 1996 ein über 10000 Solarzellen gemittelter Wirkungsgrad von $22,1\%$ erreicht, 1% absolut über dem Wert von 1993 [54]. Der Durchsatz zur Herstellung dieser Zellen lag bei 500 Solarzellen pro Tag.

Ende 2002 baute SunPower zusammen mit Cypress Semiconductor Corporation eine Pilotlinie mit einer Kapazität von 1 MW_p pro Jahr zur Fertigung von $(12,5 \times 12,5)\text{ cm}^2$ großen, rückseitensammelnden Solarzellen. Um die Herstellungskosten der Zellen zu senken, wurden die Photolithographieschritte durch justierende Siebdruckschritte ersetzt [55]. Mit dieser kostengünstigeren Technologie wurde ein Spitzenwirkungsgrad von $21,5\%$ auf sogenanntem PV-FZ Silicium vom dänischen Hersteller Topsil [56] erzielt [57]. Daraufhin wurde Ende 2003 mit dem Bau einer 25 MW_p Produktionslinie auf den Philippinen begonnen und im Mai 2004 fertiggestellt. Mit der

sogenannten *A-300*-Solarzelle wurde ein unabhängig bestätigter Wirkungsgrad von $\eta = 21,8\%$ auf einer Gesamtzellfläche von $147,4\text{ cm}^2$ auf FZ-Si veröffentlicht [6].

Emitter Wrap-Through (EWT) Solarzellen

1980 stellten Hall *et al.* die sogenannte *Polka-dot*-Solarzelle mit ersten Wirkungsgraden von bis zu $\eta = 10,5\%$ auf $14,1\text{ cm}^2$ vor [58]. Dieses Zellkonzept verknüpfte erstmals die Vorteile eines kontaktierten Emitters auf der Vorderseite und der Anordnung beider Metallkontakte auf der Rückseite. Invertierte Pyramiden werden von der Rückseite bis zur Vorderseite durchgeätzt wodurch eine elektrische Verbindung des Vorderseitenemitters mit dem Emitter auf der Rückseite erreicht wird. Ein ähnliches Prinzip wird mit dem *Waffle*-Zellkonzept verfolgt [59].

Das als EWT bezeichnete Zelldesign wurde erstmals 1993 von Gee *et al.* vorgestellt [60]. Das Konzept basiert auf einem diffundierten Emitter auf der Vorder- und Rückseite, welche durch emitterdiffundierte Löcher (ca. $100/\text{cm}^2$) im Siliziumwafer elektrisch verbunden sind. Ein wesentlicher Schritt hinsichtlich industrieller Umsetzbarkeit wurde durch die Verwendung von Lasertechnologie zur Realisierung der Löcher erzielt. Erste Wirkungsgrade von bis zu $\eta = 8,8\%$ auf 36 cm^2 wurden erreicht.

Die Gruppe der Universität Konstanz realisierten EWT-Zellen mit konventioneller Siebdrucktechnik und einem selektiven Emitterdesign. Auf multikristallinem Silicium wurden $14,2\%$ und auf monokristallinem Bor-dotiertem Cz-Silicium $16,0\%$ veröffentlicht [61].

Ebenfalls auf Bor-dotiertem Cz-Si wurden 2003 von Kray *et al.* ein Wirkungsgrad von $\eta = 18,7\%$ nach lichtinduzierter Degradation auf einer Fläche von $6,23\text{ cm}^2$ erreicht [62]. Diese Zellen haben invertierte Pyramiden auf der Vorderseite, unterschiedliche Emitterdiffusionen auf den Oberflächen und in den Löchern und verwenden eine lokale Bordiffusion zur Kontaktierung der Basis. Aufwendige Maskierungsschritte wie Photolithographie wurden zur Realisierung dieser Zellen verwendet.

Auf *p*-Typ FZ-Silicium veröffentlichten im Jahr 2001 Glunz *et al.* einen Wirkungsgrad von $\eta = 21,4\%$ [63] auf $6,0\text{ cm}^2$ [64] mit einem beachtlichen V_{oc} von 685 mV . Dieses Ergebniss wurde ebenfalls unter Verwendung von Photolithographie, mehrerer Phosphordiffusionen sowie einer Bordiffusion erzielt. Die $\eta = 21,4\%$ stellt nach derzeitigem Kenntnisstand den höchsten je veröffentlichte Wirkungsgrad einer EWT-Solarzelle dar.

Kapitel 4

Grundlagen der Lasertechnologie für die Photovoltaik

4.1 Laserstrahlverfahren in der industriellen Solarzellenfertigung

Im Folgenden werden die wichtigsten Laserprozesse, welche in der industriellen Solarzellenfertigung bereits eingesetzt werden, aufgeführt. Die Auswahl beschränkt sich dabei auf die Produktion von waferbasierten Siliciumsolarzellen.

Die „Laser-Grooved Buried Grid“ Solarzelle

Im Jahr 1984 schlugen Stuart Wenham und Martin Green ein Zellkonzept vor, bei dem die Vorderseitenmetallisierung sich teilweise unterhalb der Ebene der Solarzellenoberfläche befindet [65]. Dadurch lässt sich gegenüber konventionellen Metallisierungskonzepten ein besseres Verhältnis aus Querleitfähigkeit und Lichtabschattung der Metallfinger erreichen. In der sogenannten „*laser-grooved buried grid*“ (LGBG) Solarzelle werden 20–30 μm breite und 30–40 μm tiefe linienförmige Gräben auf der Vorderseite durch Laserablation von Silicium realisiert. Diese Gräben werden später zur Ausbildung des Vorderseitenkontaktes mit Metall gefüllt. Eine detailliertere Beschreibung dieser Technologie findet sich in [66–68]. Mit diesem Konzept wurde in einer Pilotlinienfertigung auf einer Fläche von 147,5 cm^2 ein Wirkungsgrad von 18,3% mit *p*-Typ Cz Silicium erreicht [69]. Die Firma „*BP-Solar*“ baute daraufhin die Produktion in Tres Cantos auf mehrere zehn Megawatt Kapazität pro Jahr aus [69, 70].

Löcherbohren für Emitterverbund-Rückkontaktzellen

Die Idee, durch eine große Emitterfläche auf der Vorderseite die Anforderung an die Qualität des Basismaterials zu verringern und trotzdem alle Metallpads für die Verbindung im Modul auf der Rückseite zu platzieren, gewinnt in der PV-Industrie zunehmend an Bedeutung. In der industriellen Fertigung sogenannter „Emitterverbund-Rückkontaktzellen“ wird Lasertechnologie zum Bohren von Löchern in den Siliciumwafer eingesetzt.

Auf der Dresden-Konferenz 2006 kündigte die Firma „*Advent Solar*“ die Produktion von EWT-Solarzellen mit einer Kapazität von 25 MW_p pro Jahr an [71]. Die

Produktion erfolgt auf multikristallinem Si mit einer Fläche von $(15,6 \times 15,6) \text{ cm}^2$. Mit dem Laser werden bei dieser Zelle 100 Löcher pro cm^2 in den Wafer gebohrt.

Ein weiteres Design einer Emittterverbund-Rückkontaktzelle stellt die *Metallisation Wrap-Through* (MWT) Solarzelle dar. MWT-Solarzellen sind dadurch charakterisiert, dass sie ein Metallgrid auf der Zellvorderseite aufweisen und die Verbindungspads beider Polaritäten auf der Zellrückseite angeordnet sind. Bei der MWT-Technologie werden typischerweise 16 Löcher für eine $(15,6 \times 15,6) \text{ cm}^2$ große Solarzelle gebohrt [72], deutlich weniger als im Falle der EWT-Solarzelle.

Die Firma „*Photovoltech*“ startete 2003 die Produktion von MWT-Solarzellen [73], welche am belgischen Institut „IMEC“ entwickelt wurde [74]. Nach der angekündigten Expansion in 2006 sollen diese Zellen mit einer Kapazität von 20 MW_p produziert werden [75].

Auch die deutsch-niederländische Firma „*Solland Solar*“ kündigte den Einstieg in die Produktion von MWT-Solarzellen an [75]. Solland Solar hat dafür vom niederländischen Energieforschungszentrum ECN eine Lizenz zur Herstellung sogenannter PUM („*Pin-Up Module*“) [76] Solarzellen erworben.

Laserstrahlverfahren zur Kantenisolation

Die Emittterdiffusion einer Industriesolarzelle erfolgt im allgemeinen ohne Maskierung der nicht zu dotierenden Rückseite im Durchlauf- oder Rohrofen. In der Regel wird, wie bei der Siebdrucksolarzelle, durch Einlegieren von Aluminium ein ganzflächiges BSF hergestellt, welches den parasitären, rückseitigen Emitter überkompensiert. An dem nicht überkompensierten Rand der Solarzelle bleibt eine n-leitende Emitterschicht zurück, welche über die P-dotierten Kanten der Solarzelle mit dem Vorderseitenemitter elektrisch verbunden ist. Ein zum p/n -Übergang parallel geschalteter Widerstand ist die Folge, welcher in einem weiteren Prozessschritt entfernt werden muss.

Bei der Laserstrahl-Kantenisolation wird am Rand der Solarzelle auf der Vorder- oder Rückseite der n^+ -Emitter auf einer Breite zwischen $50 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ entfernt und dadurch die elektrisch leitende Verbindung zwischen Vorder- und Rückseitenkontakt unterbrochen. Dieses Verfahren wurde bereits 1991 von der US-Firma „*Mobil Solar Energy Corp.*“ in einem Patent vorgeschlagen [77]. Emanuel *et al.* demonstrierten im Jahr 2001 die erfolgreiche Kantenisolation an $(12,5 \times 12,5) \text{ cm}^2$ großen multikristallinen Industriesolarzellen mit Hilfe von Festkörperlasern mit Pulsdauern im unteren Nanosekundenbereich [78]. Prozesszeiten von $< 2 \text{ s}$ pro Solarzelle wurden dabei eingehalten und gleichwertige Ergebnisse im Vergleich zu einer industriell durchgeführten Kantenisolation erzielt*.

Laserstrahlschneiden von Bandsilicium

Eine weitere Anwendung der Lasertechnologie in der PV-Industrie ist das Laserstrahlschneiden von Bandsilicium („*ribbon silicon*“). Das $200 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$ dicke

*Die industriell eingesetzte Methode wurde nicht näher bestimmt

Bandsilicium wird mit dem Laser in einzelne Wafer zerteilt. Die beiden wichtigsten Technologien zur Herstellung von Bandsilicium ist das von der Firma „*Schott-Solar GmbH*“ eingesetzte „*edge-defined film-fed growth*“ (EFG) Verfahren [79] und das „*string ribbon*“ Verfahren [80], welches von der amerikanischen Firma *Evergreen Solar* eingesetzt wird.

4.2 Festkörperlaser

Laser sind heute in einer erstaunlichen Vielfalt erhältlich: Die Wellenlänge reicht vom ultravioletten (UV) bis in den infraroten (IR) Bereich, Pulsdauern von Femtosekunden über Mikrosekunden bis hin zum Dauerstrichbetrieb (*continuous wave*, CW) sind möglich, und Pulsenergien bis zu einigen hundert Joule und CW-Leistungen von mehreren tausend Watt werden erreicht. Die für die Materialbearbeitung wichtigsten Lasertypen sind im Folgenden aufgelistet, wobei das laseraktive Medium zur Klassifizierung des Lasers herangezogen wird:

- Gaslaser: CO_2 -Laser, Excimerlaser (F_2 , ArF, KrF, XeCl);
- Festkörperlaser: Nd:YAG[†], Nd:YLF[‡], Yb:YAG[§] und Nd:YVO₄[¶] Laser;
- Halbleiterlaser: InGaAs, AlGaAs und InGaAsP Lasersysteme.
- Faserlaser

Festkörperlaser sind heute in der Materialbearbeitung der am häufigsten verwendete Lasertyp. Insbesondere in der Automobilindustrie werden sie zum Laserschweißen, -schneiden und -bohren eingesetzt.

In Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich diodengepumpte Festkörperlaser für das Herstellen hocheffizienter Siliciumsolarzellen erprobt und eingesetzt. Diodengepumpte Festkörperlaser eignen sich aufgrund folgender Eigenschaften für die unterschiedlichen Anwendungen in der industriellen Solarzellenherstellung:

- Festkörperlaser sind mit hohen Pulsenergien bei gleichzeitig hohen Repetitionsraten kommerziell verfügbar.
- Pulsdauern sind bis in den Pikosekunden- und Femtosekundenbereich möglich.
- Kommerziell werden Festkörperlaser angeboten, die neben der Grundwelle mit $\lambda = 1064$ nm Licht der Wellenlänge $\lambda = 266$ nm (zweifach frequenzverdoppelt), $\lambda = 355$ nm (frequenzverdreifacht) und $\lambda = 532$ nm (frequenzverdoppelt) liefern.
- Laserstrahlen von diodengepumpten Festkörperlasern bieten aufgrund ihrer guten Strahlqualität^{||} (gaußförmige Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) eine hervorragende Fokussiereigenschaft und eine einfache Strahlführung.
- Der Festkörperlaser wird in vielen industriellen Fertigungsbereichen bereits erfolgreich eingesetzt und unterstreicht damit seine industrielle Tauglichkeit.

[†]Neodym dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat, Nd^{3+} in $Y_3Al_5O_{12}$.

[‡]Neodym dotiertes Yttrium Lithium Flourid, Nd^{3+} in $YLiF_4$.

[§]Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat

[¶]Neodym dotiertes Yttrium-Orthovanadat, Nd^{3+} in YVO_4 .

^{||}Wie in Abschnitt 4.3.2 auf Seite 42 noch eingeführt wird, ist die Beugungsmaßzahl M^2 ein Maß für die Strahlqualität bzw. laterale Intensitätsverteilung.

4.2.1 Kristalldesign und Pumpanordnung

Die Geometrie des Laserkristalls hat einen entscheidenden Einfluss auf die Ausgangscharakteristik des Lasers. Nachfolgend sind die drei wichtigsten - und in dieser Arbeit verwendeten - Designs des Laserkristalls aufgeführt:

- *Rod*: Der Kristall ist als zylindrische Stabform ausgeführt.
- *Slab*: Die Geometrie des Kristalls entspricht einer dünnen rechteckförmigen Platte.
- *Disk*: Der Kristall ist als dünne Scheibe ausgeführt.

Festkörperlaser mit zylinderförmiger Kristallgeometrie

Ein zylindrischer Laserstab im Resonator, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, wird von außen aktiv gekühlt, um genügend Verlustleistung aus dem Kristall abzuführen. Dadurch stellt sich ein Temperaturgradient vom Inneren zum Rand des Kristalls ein. Dieser Temperaturgradient führt zu einem optischen Effekt, welcher als *thermischer Linseneffekt* bezeichnet wird. Die durch eine inhomogene Temperaturverteilung ausgelöste mechanische Spannung im Kristall und die thermische Linsenwirkung limitieren die Ausgangsleistung und Strahlqualität des Lasers.

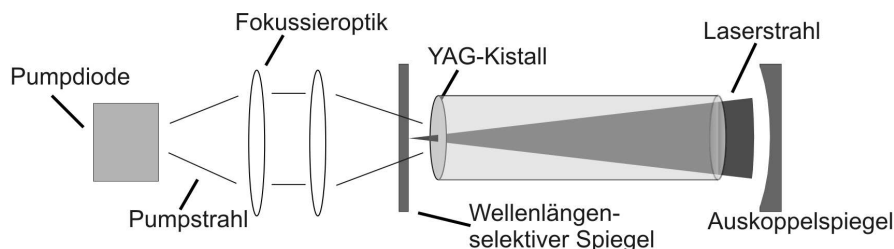


Abbildung 4.1: Typischer Aufbau eines diodengepumpten Nd:YAG-Lasers. Der YAG-Wirtskristall ist hier in einer zylindrischen Stabform ausgeführt. Die Kühlung erfolgt am Rand des Stabes und ist nicht eingezeichnet. Typische Stabdurchmesser liegen zwischen 2 mm und 10 mm und die Stablängen reichen von 50 mm bis über 200 mm.

Verwendete Festkörperlaser mit zylinderförmiger Kristallgeometrie

Für die Versuchsreihe zur Laserstrukturierung von Siliciumwafern (siehe Abschnitt 7.2) wurden die drei in Tabelle 4.1 aufgeführten Laserstrahlquellen der Firma Coherent mit zylinderförmigen Kristallstab ausgewählt. Die Laserstrahlung unterscheidet sich bezüglich ihrer Wellenlänge: ein IR-Laser der Vector-Serie mit $\lambda = 1064$ nm, ein Laser der Prisma-Serie mit $\lambda = 532$ nm und der AVIA-X UV-Laser mit $\lambda = 355$ nm. In Tabelle 4.2 sind die spezifizierten Daten des verwendeten Ultrakurzpulslasers aufgeführt. Die Laserstrahlung kann optional mit externen vorgeschalteten Modulen frequenzkonvertiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich die

Tabelle 4.1: Technische Daten der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Festkörperlaser mit zylinderförmigem Kristallstab.

	Vector 1064-750-01	Prisma 532-12-V	AVIA-X
Wellenlänge λ	1064 nm	532 nm	355 nm
Kristall	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:YVO ₄
max. Leistung P_{av}	$\geq 0,75$ W	12 W	> 10 W
Repetitionsrate f_{R}	bis 100 kHz	20 kHz bis 100 kHz	bis 100 kHz
Pulsdauer t_{Puls}	< 30 ns	18 ns @ 30 kHz	< 30 ns bis 60 kHz
Pulsenergie E_{Puls}	≥ 750 μJ	≥ 360 μJ	≥ 250 μJ
Strahlqualität**	TEM ₀₀	TEM ₀₀ ($M^2 < 1,4$)	TEM ₀₀ ($M^2 < 1,3$)

Tabelle 4.2: Technische Daten des *Rapid Pro* Ultrakurzpulslasers. Die vom Hersteller spezifizierten Daten sind für $\lambda = 1064$ nm angegeben.

	Rapid Pro
Wellenlänge λ	1064 nm / 532 nm / 355 nm
Kristall	Nd:YVO ₄
max. Leistung P_{av}	2 W @ 500 kHz
Repetitionsrate f_{R}	(0 – 500) kHz
Pulsdauer t_{Puls}	< 15 ps
Pulsenergie E_{Puls}	30 μJ @ 10 kHz, 4 μJ @ 500 kHz
Strahlqualität	$M^2 < 1,2$

frequenzverdoppelte Laserstrahlung mit $\lambda = 532$ nm verwendet. Die Pulsdauern sind mit < 15 ps spezifiziert und liegen damit drei Größenordnungen unter den Pulsdauern der oben aufgeführten Festkörperlaser.

Festkörperlaser mit plattenförmiger Kristallgeometrie (*Slab*)

Eine alternative Kristallgeometrie wird mit dem sogenannten Slablaser realisiert [81–83]. In diesem Fall ist der Kristall als dünne rechteckförmige Platte ausgeführt, welche von einem Ende aus mittels eines Diodenlaserstacks gepumpt wird. Mit einer Kühleinheit an den großflächigen Längsseiten wird der Slab homogen und effektiv gekühlt, was sich in einer hohen Effizienz des Lasers auswirkt. Aufgrund seiner hohen Verstärkung und des konzeptbedingten kurzen Resonators zeichnet sich der Slablaser durch besonders kurze Pulse mit hoher Pulsspitzenleistung aus (siehe Abschnitt 4.2.1). Die Skalierbarkeit der mittleren Ausgangsleistung macht diesen Festkörperlaser besonders attraktiv für die Anwendung in der Photovoltaik.

Verwendeter Festkörperlaser mit plattenförmiger Kristallgeometrie (*Slab*)

Tabelle 4.3 fasst die vom Hersteller Edge-Wave spezifizierten technischen Daten des INNOSLAB-Lasers zusammen. Hohe Pulsenergien bei hohen Repetitionsraten und

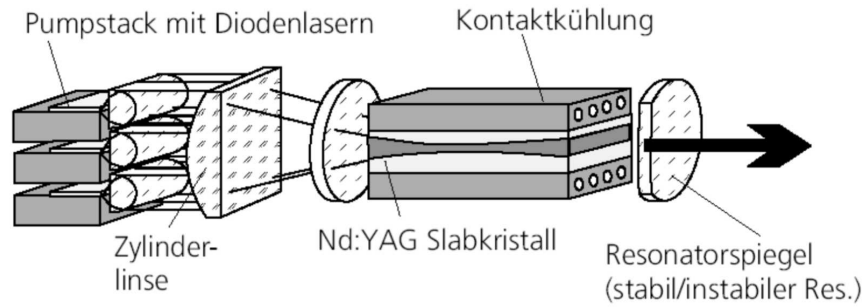


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau eines diodengepumten Slablasers [84]. Durch eine effektive Kühlung des plattenförmigen Kristalls und die relativ kurze Resonatorlänge sind mit einem solchen Laser hohe Pulsenergien bei gleichzeitig kurzen Pulsdauern realisierbar. Für die geometrische Ausdehnung eines solchen Slabkristalls ist in Ref. [82] eine Bemaßung von $1\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 12\text{ mm}$ angegeben.

Tabelle 4.3: Technische Daten des frequenzverdoppelten *INNOSLAB*-Lasers.

INNOSLAB	
Wellenlänge λ	532 nm
Kristall	Nd:YVO ₄
max. Leistung P_{av}	40 W
Repetitionsrate f_R	(0 – 80) kHz
Pulsdauer t_{Puls}	< 10 ns @ 80 kHz
Pulsenergie E_{Puls}	> 500 μJ @ 80 kHz
Strahlprofil wahlweise umschaltbar: (a) Gaußprofil, (b) Flat-Top-Profil	
(a) Strahlprofil	gaußförmig in x/y -Richtung
(a) Strahlqualität	$M^2 < 1,5$
(b) Strahlquerschnitt	quadratisch
(b) Energiedichte	3,5 J/cm ²
(b) Spotgröße	> (120 × 120) μm^2

gleichzeitig kurzen Pulsdauern zeichnen diese Laserstrahlquelle aus. Eine besondere Eigenschaft dieser Laserstrahlquelle ist die Möglichkeit das laterale Strahlprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zu verändern. Mit Hilfe einer externen Optik kann zwischen einem gaußförmigen Intensitätsprofil und einem Flat-Top-Profil gewählt werden. Als Flat-Top-Profil wird eine rechteckförmige laterale Intensitätsverteilung bezeichnet. Die spezifizierte quadratische Spotgröße von $> 120 \times 120 \mu\text{m}^2$ mit einer Energiedichte von $3,5 \text{ J/cm}^2$ ist für die industrielle Umsetzbarkeit der flächigen Laserstrukturierung von Si-Wafern hinsichtlich Prozessgeschwindigkeit von Bedeutung (siehe Abschnitt 7.2).

Festkörperlaser mit scheibenförmiger Kristallgeometrie

Beim Disklaser [85] ist der Kristall als ca. $(100 - 200) \mu\text{m}$ dünne Scheibe mit einem Durchmesser von mehreren mm ausgeführt und mit einer Seite ganzflächig auf eine Wärmesenke gebondet. Dies führt zu einer homogenen und zur Kristalloberfläche senkrechten eindimensionalen Wärmeabfuhr und umgeht damit das Problem der thermischen Linse. Durch diese effiziente Kühlung sind mit dem Scheibenlaser sehr hohe Pulsenergien und Pulsleistungen bei hoher Strahlqualität erreichbar. Mit dem Scheibenlaser ist gegenüber dem Stablaser die mittlere Ausgangsleistung einfacher zu skalieren, da die Laserbedingungen nahezu unabhängig vom gepumpten Durchmesser auf der Scheibe sind [86]. Das vorwiegend eingesetzte Material ist zur Zeit Yb:YAG bei einer Laserwellenlänge von 1030 nm, allerdings werden auch Nd:YAG und Nd:YVO₄ eingesetzt. Die technische Herausforderung liegt in einer stabilen, thermisch leitfähigen Verbindung zwischen Wärmesenke und Kristallscheibe.

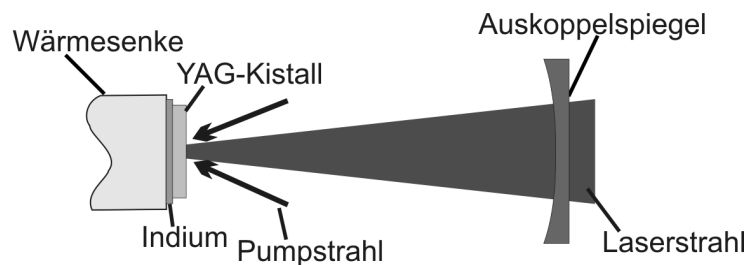


Abbildung 4.3: Skizzierter Aufbau eines diodengepumpten Disklasers [85]. Der YAG-Kristall ist hier als eine ca. $(100 - 200) \mu\text{m}$ dünne Scheibe mit einem Durchmesser von mehreren mm ausgeführt. Die Scheibe ist einseitig auf eine Wärmesenke gebondet, was zu einer effizienten Wärmeabfuhr führt. Die Rückseite der Scheibe ist mit einer Hochreflexionsschicht sowohl für das Pumplicht als auch für die Laserstrahlung versehen.

Verwendeter Festkörperlaser mit scheibenförmiger Kristallgeometrie

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Scheibenlaser gepulst betrieben. Die Pulsdauern liegen bei einer Repetitionsrate von 15 kHz bei ca. $1 \mu\text{s}$ [87]. Die Ausgangsleistung von ca. 60 W bei $f_R = 15 \text{ kHz}$ bedeutet eine hohe Pulsenergie von etwa 4 mJ.

Tabelle 4.4: Technische Daten des *Disc 100 ICQ* Scheibenlasers.

	Disc 100 ICQ
Wellenlänge λ	1030 nm
Kristall	Yb:YAG
max. Leistung P_{av}	$\geq 60 \text{ W}$
Betriebsart	CW und gepulst
Repetitionsrate f_R	15 – 30 kHz
Strahlqualität	$M^2 \leq 1,2$

4.3 Ausbreitung von Laserstrahlen

Der erste Teil dieses Abschnittes behandelt die Eigenschaften idealer Laserstrahlen und deren laterale Feldverteilung, die der TEM₀₀-Grundmode entspricht. Zudem wird die Ausbreitung eines idealen Laserstrahls, auch Gaußstrahl genannt, durch ein optisches System beschrieben.

Durch Inhomogenitäten im laseraktiven Medium (z.B. thermisch induzierte Linsenwirkung) oder durch Nichtidealitäten im optischen Resonator und Strahlengang weicht die laterale Feldverteilung realer Laserstrahlen von der gaußschen Verteilung ab. Desweiteren können diffraktive Optiken eingesetzt werden, welche eine gewünschte Veränderung der gaußförmigen Intensitätsverteilung bewirken. Wie die Abweichung realer Strahlprofile von dem des idealen Gaußstrahls beschrieben werden kann, wird im zweiten Teil dieses Abschnittes behandelt.

4.3.1 Gaußstrahl

Eine detaillierte mathematische Herleitung der Feldverteilung der gaußschen Grundmode kann in Ref. [88] und Ref. [89] gefunden werden. Hier soll diese Herleitung zusammengefasst wiedergegeben werden.

In einem x, y, z -Koordinatensystem wird die elektrische Feldstärke von Licht E durch die Wellengleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(x, y, z, t) = 0 \quad (4.1)$$

beschrieben, welche auch als Helmholtzgleichung bezeichnet wird. Die Lichtgeschwindigkeit $c = c_0/n$ ist durch die Geschwindigkeit im Vakuum und den Brechungsindex n gegeben.

Grenzfälle einfacher und wichtiger Wellentypen sind:

- a) eine sich in z -Richtung ausbreitende ebene Welle

$$E(z, t) = A e^{-i(kz - 2\pi ft)} \quad \text{mit } k = 2\pi/\lambda, \quad (4.2)$$

- b) und eine Kugelwelle mit dem Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ vom Ausgangspunkt der Welle

$$E(r, t) = \frac{A}{r} e^{-i(kr - 2\pi ft)}. \quad (4.3)$$

Mit λ ist die Wellenlänge, mit k die Wellenzahl und mit f die Frequenz der Lichtwelle gegeben.

Die Normalen zur Wellenfront einer ebenen Welle sind parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle, so dass keine Winkelstreuung auftritt, jedoch dehnt sich die Energieverteilung über den gesamten Raum aus. Im Gegensatz dazu stammt die

Kugelwelle aus einem einzigen Punkt und propagiert in alle Richtungen. Beide gegensätzliche Extreme können die Verhältnisse bei Laserstrahlen nicht befriedigend beschreiben.

Eine gute Näherung zur Beschreibung von Laserstrahlen sind paraxiale Wellen. Dabei schließen die Normalen der Wellenfronten nur kleine Winkel mit der Ausbreitungsrichtung z ein. Zur Beschreibung einer paraxialen Welle $E(r)$, wird eine ebene Welle mit einer einhüllenden, komplexen Funktion $A(r)$ entlang der Ausbreitungsrichtung z moduliert

$$E(r) = A(r) \cdot e^{-ikz}. \quad (4.4)$$

Die einhüllende Funktion $A(r)$ beschreibt das Intensitätsprofil und den Phasenverlauf senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z . Damit Gleichung (4.4) die Helmholtzgleichung (4.1) erfüllt, muss $A(r)$ eine weitere partielle Differentialgleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A(r) - ik \frac{\partial A(r)}{\partial z} = 0. \quad (4.5)$$

erfüllen, welche paraxiale Helmholtzgleichung genannt wird. Für die Herleitung der paraxialen Helmholtzgleichung wird Gleichung (4.4) in Gleichung (4.1) eingesetzt. Dabei soll die Änderung der Amplitude $A(r)$ in z -Richtung viel kleiner sein als in transversaler x - und y -Richtung, damit der Term $\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}$ vernachlässigt werden kann. Die wichtigste Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung (4.5) ist die gaußsche Grundmode.

Eine Lösung von Gleichung (4.5) ist die paraxiale Näherung der sphärischen Welle

$$A(r) = \frac{A}{z} e^{-ik \frac{x^2+y^2}{2z}}. \quad (4.6)$$

Für die Herleitung dieser paraboloiden Welle wird mit der Annahme $(x^2+y^2)^{1/2} \ll z$ der Ortsparameter r der sphärischen Welle (4.3) nach Taylor entwickelt. Mit der Hilfsvariablen $\epsilon^2 = (x^2 + y^2)/z^2 \ll 1$ kann für r die Näherung

$$r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} = z(1 + \epsilon^2)^{1/2} = z\left(1 + \frac{\epsilon^2}{2} - \frac{\epsilon^4}{8} + \dots\right) \quad (4.7)$$

$$\approx z\left(1 + \frac{\epsilon^2}{2}\right) = z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \quad (4.8)$$

gemacht werden.

Wird in Gleichung (4.6) die Transformation $q(z) = z + iz_R$ durchgeführt, so erhält man die komplexe, einhüllende Funktion des Gaußstrahles

$$A(r) = \frac{A}{q(z)} e^{-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}}, \quad (4.9)$$

welche wiederum eine Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung ist. Der reale Parameter z_R wird als Rayleigh-Länge bezeichnet.

Zur Trennung der Hüllkurve (Gleichung (4.9)) wird $1/q(z)$ in Real- und Imaginärteil aufgespalten;

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)}. \quad (4.10)$$

Gleichung (4.10) in Gleichung (4.9) eingesetzt ergibt die mathematische Beschreibung der gaußschen Grundmode:

$$E(\vec{r}) = A_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right\} \cdot \exp \left\{ -ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right\} \cdot \exp \{ -i(kz - \xi(z)) \}. \quad (4.11)$$

Der erste Faktor beschreibt das transversale Amplitudenprofil mit Strahlradius $w(z)$ in Form einer gaußschen Glockenkurve, der zweite (Fresnel-)Faktor die kugelförmige Krümmung der Wellenfronten mit Radius $R(z)$ und der letzte die Phasenentwicklung entlang der z -Achse mit der Phasenverschiebung $\xi(z)$, bekannt als Guoy-Effekt.

Mit der Definition der Rayleighlänge

$$z_R \equiv \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4.12)$$

als Funktion der Strahltaile w_0 und der Wellenlänge λ lassen sich die für den Gaußstrahl charakteristische Größen einfach ausdrücken durch

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (4.13)$$

$$R(z) = z \cdot \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right) \quad (4.14)$$

$$\xi(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right). \quad (4.15)$$

Die **Intensitätsverteilung** in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung entspricht mit $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ der bekannten Gaußverteilung.

$$I(\rho, z) = E \cdot E^* = |A_0|^2 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot e^{-2(\rho/w(z))^2}. \quad (4.16)$$

Innerhalb des Strahldurchmessers $2w(z)$ ist 86 % der Gesamtleistung konzentriert und die Intensität beträgt bei $w(z)$ noch $1/e^2$ des Maximalwertes auf der Strahlachse. Im Fernfeld ($z \gg z_R$) gilt für den Strahlradius aus Gleichung (4.13)

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_R} z = \frac{\lambda z}{\pi w_0}. \quad (4.17)$$

Damit lässt sich im Fernfeld ein konstanter **Divergenzwinkel** (Fraunhofer-Beugung) von

$$\theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.18)$$

angeben. Das Produkt aus Strahltaile w_0 und Fernfeldwinkel θ , auch Strahlparameterprodukt genannt, ist allein durch die Wellenlänge bestimmt:

$$w_0 \theta = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (4.19)$$

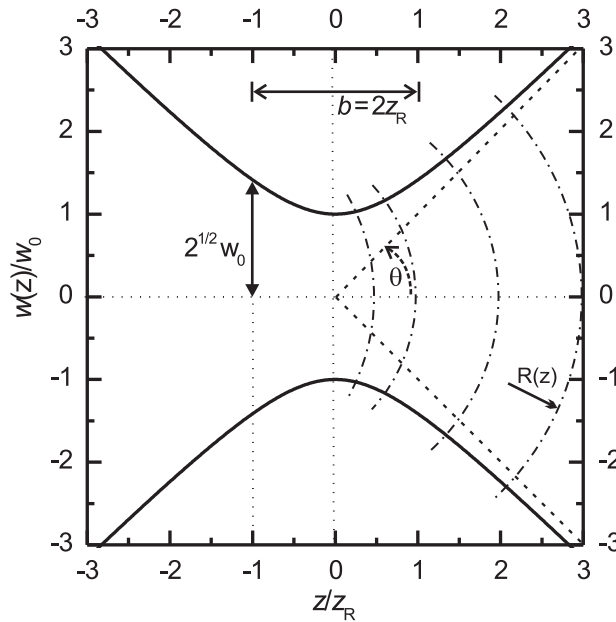


Abbildung 4.4: Zusammenhänge bei der Ausbreitung eines Gaußstrahls.

Eine kleine Strahltaille bedingt einen großen Divergenzwinkel und umgekehrt.

Abbildung 4.4 veranschaulicht die Ausbreitung eines Gaußstrahls entlang der Ausbreitungsrichtung z . Aufgetragen ist der Strahlradius $w(z)$ aus Gleichung (4.13), die Krümmung der Wellenfronten mit Radius $R(z)$ aus Gleichung (4.14) und der Divergenzwinkel θ beschrieben durch Gleichung (4.18). Die eingezeichnete Größe $b = 2z_R$ bezeichnet man als Fokusslänge oder konfokalen Parameter.

Transmission durch ein optisches System

Zur vollständigen Beschreibung eines Gaußstrahls sind neben der Wellenlänge λ und der Amplitude A_0 aus Gleichung (4.11) noch zwei weitere Parameter nötig. Ist der komplexe **q-Parameter** $q(z) = z + iz_R$ bekannt, so liefert der Imaginärteil die Rayleighlänge z_R und der Realteil den Abstand z zur Strahltaille. Der Radius der Strahltaille ist dann mit Gleichung (4.12) ebenfalls bestimmt. Der q-Parameter ist bei bekannter Ausbreitungsrichtung, Amplitude und Wellenlänge zur vollständigen Beschreibung des Gauß-Strahls ausreichend. Mit Gleichung (4.10) kann damit der Strahlradius $w(z)$ und der Radius der Wellenfront $R(z)$ für jeden Punkt z auf der optischen Achse bestimmt werden [90].

In der paraxialen Näherung ist ein optisches System durch eine 2×2 -Transfermatrix

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

vollständig beschrieben [90]. Sind die Matrixelemente eines beliebigen paraxialen Systems bekannt, so kann die Auswirkung auf einen Gaußstrahl mit dem sogenannten **ABCD-Gesetz**

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (4.21)$$

berechnet werden. q und q' sind die Parameter des Gaußstrahls an der Eingangs- bzw. Ausgangsseite des optischen Systems.

Die Transfermatrix für die Transmission durch eine dünne Linse der Brennweite f lautet

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.22)$$

Transmission durch eine dünne Linse

Setzt man die Matrixelemente einer dünnen Linse (4.22) in das ABCD-Gesetz (4.21) ein, so erhält man für den ausgangsseitigen Strahl $1/q' = 1/q - 1/f$. Es wird also lediglich der Realteil des Parameters q' des Ausgangsstrahls verändert. Mit der Transformation in Gleichung (4.9) wird bei alleiniger Änderung des Realteils von $q(z)$ nur die Phase des Gauß-Strahls moduliert. Beim Durchgang eines Gauß-Strahles durch eine Linse der Brennweite f wird dessen Phase mit einem Phasenfaktor $e^{ik\frac{x^2+y^2}{2f}}$ moduliert. Die Wellenfronten werden also gekrümmt, während der Strahlradius unverändert bleibt ($w' = w$).

Die Phase des Gauß-Strahls unmittelbar hinter der Linse ist damit

$$kz + k\frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) - k\frac{x^2 + y^2}{2f} = kz + k\frac{x^2 + y^2}{2R'(z)} - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (4.23)$$

mit

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}. \quad (4.24)$$

Die Lage der Strahltaile z und deren Radius w_0 kann bei bekanntem q -Parameter und der Beziehung (4.12) wie folgt berechnet werden

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2} = \frac{1}{z + iz_R}. \quad (4.25)$$

Damit hat die Strahltaile zu dem betrachteten Punkt auf der optischen Achse den Abstand

$$z = \frac{R}{1 + (\lambda R/\pi w^2)^2} \quad (4.26)$$

und den Tailenradius

$$w_0 = \frac{w}{\sqrt{1 + (\pi w^2/\lambda R)^2}}. \quad (4.27)$$

Nach der Linse gilt somit für den transformierten Strahl

$$-z' = \frac{R'}{1 + (\lambda R'/\pi w^2)^2} \quad (4.28)$$

$$w'_0 = \frac{w}{\sqrt{1 + (\pi w^2/\lambda R')^2}}. \quad (4.29)$$

Mit den Gleichungen (4.24), (4.13) und (4.14) berechnen sich die Strahlparameter nach der Linse zu

$$w'_0 = \frac{w_0 f}{\sqrt{(z-f)^2 + z_R^2}}, \quad (4.30)$$

$$2z'_R = \frac{f^2}{(z-f)^2 + z_R^2} \cdot (2z_R), \quad (4.31)$$

$$\theta' = \frac{\theta}{f} \cdot \sqrt{(z-f)^2 + z_R^2}. \quad (4.32)$$

Insbesondere der Fokussdurchmesser $2w'_0$ ist für die Materialbearbeitung von Bedeutung, da sich damit die Leistungsdichte im Spot auf der zu bearbeitenden Probe einstellen lässt. Aus Gleichung (4.30) lassen sich abhängig von der Position der Linse zwei verschiedene Vereinfachungen ableiten:

1. Nahfeldnäherung

Ist die Fokussieroptik innerhalb der Rayleigh-Länge des einfallenden Strahles positioniert, so vereinfacht sich die Formel zu

$$w'_0 \approx \frac{w_0 f}{z_R} = \frac{f \lambda}{\pi w_0} = f \cdot \theta. \quad (4.33)$$

2. Fernfeldnäherung

Wird die Fokussierlinse außerhalb der Rayleigh-Länge positioniert, so gilt

$$w'_0 \approx \frac{w_0 f}{z}. \quad (4.34)$$

4.3.2 Reale Strahlen und die Beugungsmaßzahl M^2

Das laterale Intensitätsprofil realer Laserstrahlen weicht im allgemeinen von dem idealen Gaußprofil ab. Ursachen dafür kann das Anschwingen höherer transversaler Moden sein oder Amplitudenstörungen, welche aufgrund einer inhomogenen Verstärkung des Lasermediums auftreten. Der Gaußstrahl wird wegen seiner minimalen Divergenz (4.19) als idealer Strahl, oder als Strahl mit der höchsten Qualität bezeichnet. Das Verhältnis

$$\frac{\theta_{\text{Real}} w_{\text{Real}}}{\theta_{\text{Gauss}} w_{\text{Gauss}}} =: M^2 \quad (4.35)$$

des realen Strahlparameterproduktes zu dem eines idealen Gaußstrahls sagt aus, wie oft beugungsbegrenzt der reale Strahl im Fernfeld ist. Für dieses Verhältniss wird die Beugungsmaßzahl M^2 eingeführt, mit $M^2 \geq 1$. Der untere Grenzwert von $M^2 = 1$ wird nur vom idealen Gaußstrahl erreicht.

Mit der Beugungsmaßzahl M^2 ergibt sich die Änderung des Radius realer Strahlen zu

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{R,\text{Real}}} \right)^2}, \quad (4.36)$$

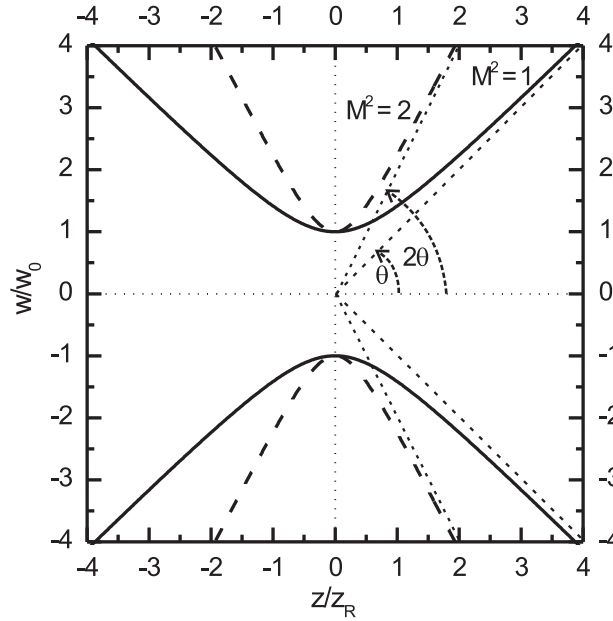


Abbildung 4.5: Änderung des Strahlradius über der Ausbreitungsrichtung z eines idealen Gaußstrahls und eines realen Strahls mit $M^2 = 2$

mit

$$z_{R,\text{Real}} \equiv \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda}, \quad (4.37)$$

der neu definierten Rayleigh-Länge $z_{R,\text{Real}}$ eines realen Strahls. Ein Strahl mit einer bestimmten Taille w_0 und einer Beugungsmaßzahl M^2 hat eine kleinere Rayleigh-Länge und divergiert somit schneller als ein idealer Gaußstrahl mit gleicher Strahl-taille. Die Änderung des Strahlradius eines realen Strahls hat dieselbe Charakteristik wie ein idealer Gaußstrahl.

Die Zusammenhänge lassen sich kurz über folgende Gleichung zusammenfassen:

$$\theta_{\text{Real}} w_{\text{Real}} = M^2 \theta_{\text{Gauss}} w_{\text{Gauss}} = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0} w_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi}. \quad (4.38)$$

Auch für den effektiven Radius der Phasenfrontkrümmung kann mit der veränderten Rayleigh-Länge auf die entsprechende Formel (4.14) des idealen Gaußstrahls zurückgegriffen werden [91],

$$R(z) = z + \frac{z_{R,\text{Real}}^2}{z}. \quad (4.39)$$

Ist also neben dem Tailenradius w_0 und der Wellenlänge λ auch noch die Beugungsmaßzahl M^2 bekannt, so ist die axiale Ausbreitung des realen Strahls durch die bekannten Formeln der Gaußoptik exakt bestimmt. Das ABCD-Gesetz idealer Gaußstrahlen hat dabei weiterhin Gültigkeit [91].

4.4 Wechselwirkung von Laserstrahlung und Silicium

Das Ergebniss der Lasermaterialbearbeitung wird durch eine Reihe von material- und laserabhängigen Parametern beeinflusst. Es ist zunächst eine empirische Beobachtung, dass bei vielen Materialien eine irreversible Veränderung der Probenoberfläche einsetzt, sobald die der Oberfläche angebotene Energiedichte Φ (*Fluenz*) eine kritische Schwellenergiedichte Φ_{th} , auch Schwellfluenz genannt, überschreitet. Mit irreversibler Veränderung können hier Materialabtrag (Ablation) oder auch kristallstrukturelle Veränderung gemeint sein.

4.4.1 Temperaturabhängigkeit der optischen Absorption

In diesem Abschnitt wird die Temperaturabhängigkeit der optischen Absorption für die drei wichtigsten Laserwellenlängen von Festkörperlasern $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ diskutiert.

Absorption und Reflexion elektromagnetischer Wellen können mit dem komplexen Brechungsindex $n_c = n - ik$ beschrieben werden, mit n als realer Brechungsindex und k als Extinktionskoeffizient. Der Absorptionskoeffizient α berechnet sich aus k nach

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (4.40)$$

Bei linearer Absorption nimmt die Intensität I der Strahlung nach dem Lambert-Beerschen Gesetz ab:

$$I = (1 - R)I_0 \exp -\alpha z, \quad (4.41)$$

mit der einfallenden Intensität I_0 und der Reflexion R .

Der Kehrwert von α hat die Einheit einer Länge und wird als optische Eindringtiefe bezeichnet. Wenn die Strahlung die Strecke α^{-1} in das Material eingedrungen ist, hat ihre Intensität von $(1 - R)I_0$ auf $\frac{(1-R)I_0}{e}$ abgenommen.

In der Umgebung der optischen Anregung ändert sich während des Laserpulses die Temperatur des Siliciumkristalls. Der Extinktionskoeffizient $k(T)$ von Silicium ist temperaturabhängig, wodurch sich die optische Absorption in Silicium während des Laserpulses ändert. Wird genug Energie im Silicium deponiert, so kann die lokale Temperatur an der Oberfläche die Schmelztemperatur übersteigen. In flüssigem Silicium gibt es insbesondere für die IR-Laserstrahlung eine starke Änderung des Absorptionsverhaltens.

Jellison und Lowndes haben in Ref. [92] für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ experimentell bestimmte Absorptionskoeffizienten $\alpha(T)$ aus Ref. [93, 94] über die Temperatur aufgetragen und mit einer semiempirischen Funktion im Temperaturbereich 200 K bis 1400 K gefittet. Für die Wellenlängen $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ wurden in Ref. [95] die Absorptionskoeffizienten $\alpha(T)$ im Temperaturbereich 300 K bis 1000 K experimentell bestimmt und ebenfalls mit einer Funktion angenähert.

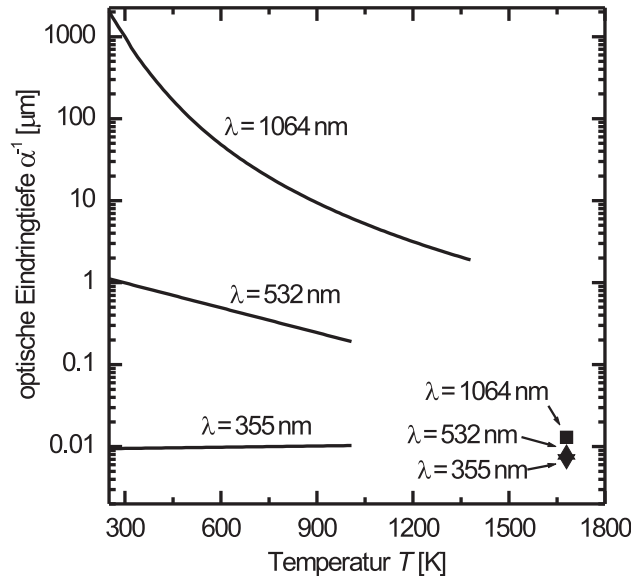


Abbildung 4.6: Optische Eindringtiefen für die Laserwellenlängen $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ als Funktion der Temperatur. Insbesondere für die IR-Laserstrahlung kann sich die Absorption während des Laserpulses um bis zu fünf Größenordnungen ändern.

Für flüssiges Si ($T > 1680 \text{ K}$) ist in Ref. [96] der Extinktionskoeffizient k für Strahlung im Bereich 1,96 eV bis 3,71 eV experimentell bestimmt und zusammen mit Daten anderer Arbeiten Ref. [97, 98] im Bereich 1 eV bis 3,8 eV gefittet worden. In flüssigem Silicium ($T \geq 1680 \text{ K}$) liegt demnach die optische Eindringtiefe für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ bei $\approx 13 \text{ nm}$, für $\lambda = 532 \text{ nm}$ bei $\approx 8 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ bei $\approx 7 \text{ nm}$.

In Abbildung 4.6 sind die aus den genannten Referenzen entnommenen optischen Eindringtiefen α^{-1} in Silicium für $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ über die Temperatur aufgetragen. Für $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ ist die optische Eindringtiefe für alle vorkommenden Temperaturen $< 1 \mu\text{m}$. Die optische Eindringtiefe der IR-Strahlung verringert sich von $1010 \mu\text{m}$ bei 300 K um etwa fünf Größenordnungen auf 13 nm in flüssigem Silicium.

4.4.2 Lösungen der Wärmediffusionsgleichung für Silicium

Bei der Absorption von Laserstrahlung steigt durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung die Temperatur des Materials an. Die Temperaturverteilung innerhalb der Probe wird durch die Wärmeleitungsgleichung

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{g}{K} \quad (4.42)$$

beschrieben [99], mit der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit $K(T)$ [W/mK] des Materials, der thermischen Diffusivität $\kappa(T)$ mit der Einheit [m^2/s] und mit

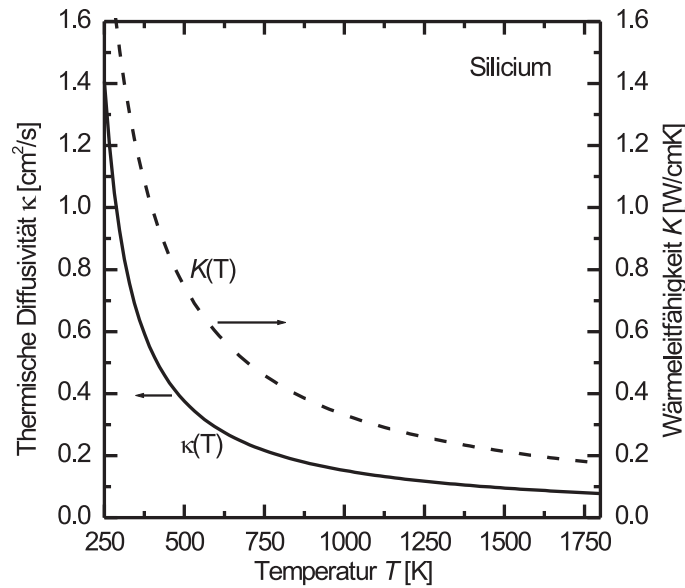


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der thermischen Diffusivität $\kappa(T)$ und Wärmeleitfähigkeit $K(T)$ von der Temperatur in Silicium. Mit steigender Temperatur nehmen beide Größen ab.

$g = g(x, y, z; t)$ als externer Wärmequellendichte. Die thermische Diffusivität berechnet sich aus der Dichte ρ und der spezifischen Wärmekapazität $c_p(T)$ zu

$$\kappa(T) = \frac{K(T)}{\rho c_p(T)}. \quad (4.43)$$

Die Größe κ definiert eine charakteristische Länge $L(T) = \sqrt{\kappa(T)t}$, welche als thermische Diffusionslänge bezeichnet wird. Temperaturabhängige Werte für die Wärmeleitfähigkeit $K(T)$ und für die thermische Diffusivität $\kappa(T)$ sind von Moody *et al.* über einen weiten Temperaturbereich für Silicium bestimmt worden [100]. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit $K(T)$ und der thermischen Diffusivität $\kappa(T)$ ist in Ref. [101] für Silicium mit den empirischen Formeln

$$\begin{aligned} K(T) &= \frac{299 \text{ W/cm}}{T - 99 \text{ K}} \\ \kappa(T) &= \frac{128 \text{ cm}^2\text{K/s}}{T - 159 \text{ K}} \end{aligned} \quad (4.44)$$

gegeben. Abbildung 4.7 stellt diese Abhängigkeiten graphisch dar.

Um analytische Lösungen von Gleichung (4.42) angeben zu können, werden K , c_p und κ vereinfachend als temperaturunabhängig angenommen und die Probe wird als unendlich weit ausgedehnt angenommen.

Maximale Temperaturerhöhung an der Siliciumoberfläche

Für ein gaußförmiges Strahlprofil berechnet sich aus Gleichung (4.42) die maximale Temperaturerhöhung am Ende des Laserpulses zu [102]

$$\begin{aligned}
 T_{\max, \text{Gauss}} &= \frac{w_0 I_0 (1-R)}{\sqrt{\pi} K} \arctan \left(\frac{\sqrt{\kappa t_{\text{Puls}}}}{w_0} \right) & (4.45) \\
 \text{(i)} \quad w_0 \gg \sqrt{\kappa t_{\text{Puls}}} &\approx \frac{I_0 (1-R) \sqrt{\kappa t_{\text{Puls}}}}{\sqrt{\pi} K} \\
 \text{(ii)} \quad w_0 \ll \sqrt{\kappa t_{\text{Puls}}} &\approx \frac{\sqrt{\pi} w_0 I_0 (1-R)}{2K},
 \end{aligned}$$

mit der Reflektivität R und einfallenden Laserintensität I_0 . Die Temperaturerhöhung ist für die Mitte des Gaußstrahles und an der Probenoberfläche $z = 0$ angegeben, da sie hier maximal ist. Für die Lösung (4.45) wurde eine Absorption der Laserstrahlung an der Probenoberfläche angenommen ($\alpha^{-1} \ll L$), d.h. die Laserstrahlung wirkt als oberflächennahe Wärmequelle. Dies führt zu einer Überschätzung der maximalen Temperatur an der Probenoberfläche. In Ref. [103] sind numerisch berechnete Temperaturverläufe (in radialer und z -Richtung) in Silicium unter Berücksichtigung des Verhältnisses von w_0/α^{-1} für den Fall eines gaußförmigen Strahlprofils gegeben. Laut Rechnungen in Ref. [103] ist für den frequenzverdoppelten Festkörperlaser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) mit einer optischen Eindringtiefe von $\approx 1 \mu\text{m}$ und einem typischen Strahltaillenradius von ca. $15 \mu\text{m}$ auf der Siliciumoberfläche eine um 6%-12% geringere Oberflächentemperatur im Vergleich zur vollständigen Absorption an der Siliciumoberfläche zu erwarten. Für den frequenzverdreifachten Festkörperlaser $\lambda = 355 \text{ nm}$ mit einer optischen Eindringtiefe von $\approx 10 \text{ nm}$ kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Thermische Eindringtiefe in den Siliciumwafer

Die thermische Eindringtiefe in Silicium wird im Folgenden mit Hilfe vereinfachter analytischer Lösungen der Wärmegleichung (4.42) abgeschätzt.

Für eine räumlich konstante Intensitätsverteilung mit zeitlich rechteckförmigem Pulsverlauf und Absorption an der Oberfläche ergibt sich eine in z -Richtung ausbreitende ebene Wärmewelle mit dem Temperaturverlauf [99]

$$T(z, t \leq t_{\text{Puls}}) = \frac{2(1-R)I_0}{K} \sqrt{\kappa t} \times \text{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \quad (4.46)$$

mit

$$\begin{aligned}
 \text{ierfc}(\xi) &= \frac{e^{-\xi^2}}{\sqrt{\pi}} - \xi \times \text{erfc}(\xi) \\
 \text{erfc}(\xi) &= 1 - \text{erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi}^{\infty} e^{-\zeta^2} d\zeta.
 \end{aligned}$$

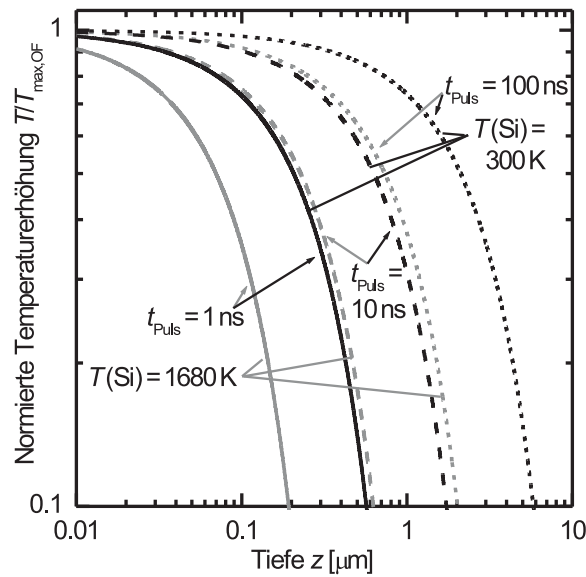


Abbildung 4.8: Die gestrichelten Linien zeigen die nach Gleichung (4.46) berechneten Temperaturverläufe über die Tiefe z für Pulsdauern 1 ns, 10 ns und 100 ns. Die Berechnungen wurden für Silicium mit einer Temperatur von $T = 300$ K (schwarze Linien) und $T = 1680$ K (graue Linien) durchgeführt. Die Temperaturverläufe sind auf die maximale Temperaturerhöhung an der Oberfläche $T_{\max,OF}$ normiert.

In Abb. 4.8 sind nach Gleichung (4.46) berechnete Temperaturverläufe für die Pulsdauern 1 ns, 10 ns und 100 ns nach Beendigung des Pulses dargestellt. Die Werte sind auf die maximal auftretende Temperaturerhöhung an der Oberfläche $T_{\max,OF}$ normiert. Für die thermische Diffusivität κ wurde der Wert bei Raumtemperatur $T = 300$ K der Wert bei $T = 1680$ K (flüssiges Silicium) gewählt. Die thermische Diffusivität κ in Si nimmt nach Abbildung 4.7 mit zunehmender Temperatur ab, so dass eine obere und untere Grenze der Wärmeeinflusszone gegeben ist. Mit dem ebenen Wellenmodell wird die radiale Wärmediffusion vernachlässigt, so dass die nach Gleichung (4.46) berechneten Temperaturverläufe zu einer oberen Abschätzung der thermischen Eindringtiefe führen.

4.4.3 Schwellenergiedichte zum Abtrag von Silicium

Die Schwellenergiedichte Φ_{th} [J/cm^2] (auch Schwellfluenz genannt) ist einer der bestimmenden Parameter hinsichtlich der Prozessgeschwindigkeit für die flächige Laserstrukturierung. Die pro Laserpuls bearbeitete Fläche auf der Si-Oberfläche ergibt sich aus der zur Verfügung stehenden Pulsenergie und der benötigten Energiedichte zum Abtrag von Si. Eine geringere Schwellenergiedichte führt zu einer größeren abgetragenen Fläche pro Puls und ist somit vorteilhaft für eine schnelle Laserbear-

beitung.

Festkörperlaser sind in der Regel in der Pulsdauer nicht durchstimbar. Die Pulsdauer ist im Wesentlichen durch die Zusammensetzung des aktiven Laserkristalls, die Resonatorlänge, den Typ der Pumpquellen und die Modulation der Pulse (Q-switched, Modenkopplung etc.) bestimmt und somit bauartbedingt vorgegeben. Mit Hilfe von theoretischen Überlegungen kann die Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Pulsdauer angegeben werden.

Für den Abtrag von Material muss die auf der Oberfläche deponierte Energie $E_{\text{dep}} = c_p T_{\text{max}}$ einen gewissen Schwellwert überschreiten. Die maximale Temperatur T_{max} aus Gleichung 4.45 erreicht dabei eine bestimmte Temperatur auf der Oberfläche, welche z.B. die Schmelz- oder Verdampfungstemperatur sein kann. Mit Gleichung 4.45 ist dafür die notwendige Intensität $I_{0,\text{th}}$ gegeben. Mit der Fluenz $\Phi_{\text{th}} = I_{0,\text{th}} t_{\text{Puls}}$ ergibt sich aus Gleichung (4.45(i)) die Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Pulsdauer für einen zeitlichen Rechteckpuls der Intensität zu

$$\Phi_{\text{th}} \sim \sqrt{t_{\text{Puls}}}. \quad (4.47)$$

Mit steigender Pulsdauer nimmt die ins Material eingebrachte Wärmeenergie zu, so dass eine höhere Energiedichte im Laserpuls zum Erreichen des Materialabtrags auf der Oberfläche zur Verfügung stehen muss. Die wurzelförmige Abhängigkeit der Schwellfluenz wurde über einen weiten Bereich der Pulsdauer für Silicium experimentell bestätigt [104, 105].

Wenn die thermische Diffusionslänge die laterale Ausdehnung des Laserstrahls deutlich überschreitet (4.45(ii)), kann die arctan-Funktion mit $\pi/2$ genähert werden. Die Schwellfluenz steigt in diesem Fall linear mit der Pulsdauer $\Phi_{\text{th}} \sim t_{\text{Puls}}$. Für die im Rahmen dieser Arbeit typischerweise vorkommenden Strahltaillendurchmesser von $2w_0 \approx 30 \mu\text{m}$ ist dies für Pulsdauern von $t_{\text{Puls}} > 10 \mu\text{s}$ der Fall.

Für Pulsdauern von weniger als zehn Pikosekunden gibt es in Si aufgrund eines Nicht-Gleichgewichtszustandes von Elektronentemperatur und Gittertemperatur eine Abweichung des wurzelförmigen Verhaltens [104, 106]. Die Wärmediffusionsgleichung 4.42 verliert hier ihre Gültigkeit. Für Pulsdauern zwischen 5 fs und 400 fs wurde die Schwellfluenz zu $(0,2 \pm 0,08) \text{ J/cm}^2$ bestimmt, unabhängig von der Pulsdauer [107].

Tabelle 4.5 fasst die Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Pulsdauer zusammen.

Tabelle 4.5: Abhängigkeit der Schwellfluenz Φ_{th} von der Pulsdauer t_{Puls} für einen typischen Strahltaillendurchmesser $2w_0 \approx 30 \mu\text{m}$ auf der Siliciumoberfläche.

$t_{\text{Puls}} > 10 \mu\text{s}$	$\Phi_{\text{th}} \sim t_{\text{Puls}}$
$10 \text{ ps} < t_{\text{Puls}} < 10 \mu\text{s}$	$\Phi_{\text{th}} \sim \sqrt{t_{\text{Puls}}}$
$t_{\text{Puls}} < 10 \text{ ps}$	$\Phi_{\text{th}} \sim \text{konstant}$

4.5 Methode zur Bestimmung der Schwellfluenz

Die Laserpulsenergie E_{Puls} oder Laserpulsleistung P_{Puls} ist eine direkt zugängliche und korrelierbare Messgröße, während die Flächenenergiedichte bzw. die Intensität von den Fokussierbedingungen abhängt und nur indirekt ermittelt werden kann. Die Geometrie des Laserabtrages auf der Probenoberfläche kann zur Charakterisierung des Bearbeitungsergebnisses bezüglich laserspezifischer Parameter herangezogen werden. Der Durchmesser und die Tiefe des „Abtragskraters“ können z.B. zur quantitativen Bestimmung der Fluenz sowie der Schwellfluenz genutzt werden.

Die hier vorgestellte Methode zur Bestimmung der Schwellfluenz wurde 1982 erstmals vorgestellt Ref. [108] und diente ursprünglich der schnellen Charakterisierung von fokussierten Gaußstrahlen. Die Fluenz (Flächenenergiedichte) ist durch die Integration der zeitlichen und räumlichen Intensitätsverteilung der Laserstrahlung $I(x, y, z = z_0, t)$ in einer beliebigen Ebene $z = z_0$ senkrecht zur Ausbreitungsrichtung über den zeitlichen Verlauf des Pulses bestimmt:

$$\Phi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, t) dt. \quad (4.48)$$

Die weitere Integration über die zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Raumkoordinaten stellt den Zusammenhang mit der relativ einfach zu messenden Pulsenergie E_{Puls} her:

$$E_{\text{Puls}} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y) dx dy \quad (4.49)$$

Da die Fluenz in der Bearbeitungsebene von den Fokussierbedingungen abhängt, ist sie i.A. keine unmittelbar zugängliche experimentelle Größe. Um die Fluenz aus der direkt messbaren Pulsenergie zu ermitteln, wird ausgenutzt, dass das räumliche Intensitätsprofil z.B. mittels Abbildungstechnik charakterisiert wurde und somit bekannt ist.

Analog zu Gleichung (4.16) ist für einen radialsymmetrischen Gaußschen Strahl mit einem $1/e^2$ -Radius w_0 und einer Maximalfluenz Φ_0 das radiale Fluenzprofil in der Strahltaile ($z = 0$) gegeben durch

$$\Phi(\rho) = \Phi_0 e^{-2\left(\frac{\rho}{w_0}\right)^2}, \quad (4.50)$$

mit $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Der Strahlradius w_0 ist der Radius des Gaußschen Strahls im Fokus nach Durchlauf einer Fokussieroptik. Integriert man Gl. (4.50) gemäß Gleichung (4.49) über die zur z -Richtung senkrechte x - y -Ebene, so erhält man den linearen Zusammenhang zwischen der Maximalfluenz Φ_0 und der Pulsenergie E_{Puls} :

$$\Phi_0 = \frac{2E_{\text{Puls}}}{\pi w_0^2}. \quad (4.51)$$

Zur Bestimmung der Maximalfluenz muss also der Strahlradius w_0 des Gaußschen Profils bekannt sein. Eine Möglichkeit ist die Bestimmung von w_0 über die Linsengleichung und das Ausbreitungsverhalten von Gaußstrahlen Gl. (4.30) mit der

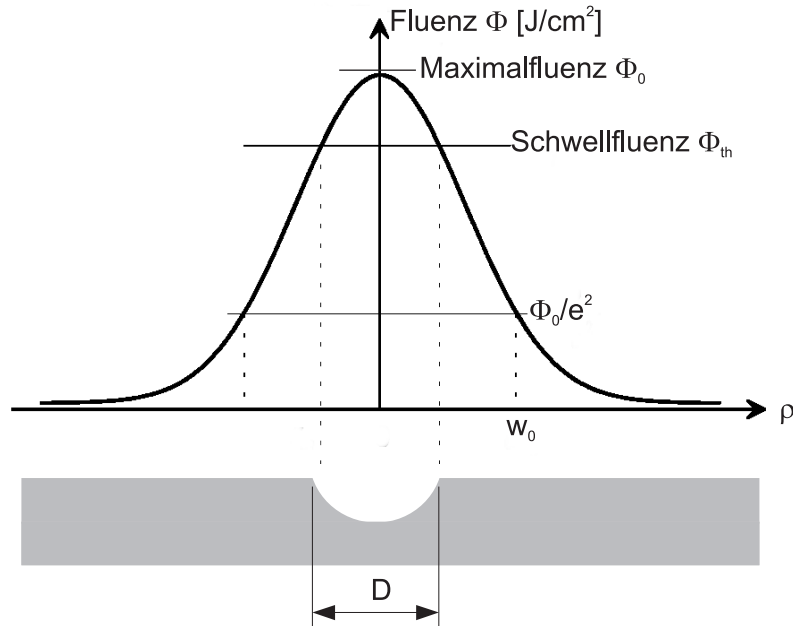


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Laserablation mit einem Gaußschen Strahlprofil.

hier gültigen Näherung von Gleichung (4.33). Eine weitere Methode zur Bestimmung von w_0 ist die direkte Abbildung der räumlichen Intensitätsverteilung auf eine CCD-Kamera. Um eine ausreichende Auflösung bei stark fokussierter Laserstrahlung zu erhalten, muss jedoch eine Zusatzlinse verwendet werden, welche das Strahlprofil vergrößert und auf den CCD-Chip abbildet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode angewendet, welche auf der Analyse der geschädigten Bereiche mit dem Gaußschen Lasertrahl basiert [108]. Nimmt man eine definierte materialabhängige Schwellfluenz Φ_{th} an, so kann man aus Gleichung (4.50) einen analytischen Zusammenhang zwischen dem Durchmesser D des geschädigten Bereiches und der Maximalfluenz Φ_0 herleiten. Mit der Annahme, dass am Rand des geschädigten Bereiches gerade die Schwellfluenz Φ_{th} erreicht wird, folgt

$$D^2 = 2w_0^2 \ln \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_{th}} \right). \quad (4.52)$$

Abbildung 4.9 stellt diese Zusammenhänge schematisch dar.

Trägt man den quadrierten Schädigungsdurchmesser D^2 semilogarithmisch über die Pulsenergie E_{Puls} auf, so lässt sich aus der Steigung der Strahlradius w_0 bestimmen. Mit Gleichung (4.51) lässt sich dann aus der experimentell bestimmten Pulsenergie die Maximalfluenz Φ_0 auf der Probenoberfläche berechnen. Die Schwellfluenz Φ_{th} erhält man indem man D^2 semilogarithmisch über Φ_0 aufträgt und die experimentellen Daten nach $D \rightarrow 0$ extrapoliert.

Kapitel 5

Elektrische Charakterisierungsmethoden

5.1 Ladungsträgerlebensdauerermessung

Aus der effektiven Lebensdauer τ_{eff} von Überschussladungsträgern lassen sich Aussagen über die Rekombinationsdynamik im Volumen und an den Oberflächen von Si-Wafern treffen. Dabei können die Rekombinationsvorgänge von der Überschussladungsträgerinjektion abhängen und über die Fläche der Probe variieren. Wichtige Anforderungen an eine Ladungsträgerlebensdauerermessung sind daher: (i) die Bestimmung von τ_{eff} bei bekannten Injektionsdichten und (ii) die Möglichkeit zur orts aufgelösten Messung.

5.1.1 Quasistatische Messung (QSSPC)

Die Bestimmung der effektiven Lebensdauer über das Abklingen der Photoleitfähigkeit unter quasistatischer Beleuchtung wurde von Sinton und Cuevas Ref. [32] vorgestellt. Die Abkürzung QSSPC steht für *quasi-steady-state photoconductance*. Der in Abbildung 5.1 dargestellte Messaufbau zeigt die Beleuchtung der Probe durch eine Blitzlichtlampe. Eine Änderung in der Photoleitfähigkeit der Probe bewirkt eine Impedanzänderung der Spule, welche mit der Wechselspannungsbrücke erfasst wird. Nach Abgleich der Wechselspannungsbrücke im Dunkelzustand liefert eine nachfolgende Schaltung eine Spannung, deren Betrag nahezu proportional zur Photoleitfähigkeit der Probe ist. Mit Hilfe einer Referenzzelle lässt sich die Generationsrate $G(t)$ von Überschussladungsträgern in der Probe bestimmen. Die Beleuchtungsintensität lässt sich über den Abstand des Photoblitzgerätes zur Probe und den Einsatz mehrerer Graufilter von 0 Sonnen bis etwa 1000 Sonnen einstellen.

Die effektive Lebensdauer ergibt sich aus dem von Nagel *et al.* verallgemeinerten Auswerteverfahren nach Gleichung (2.15) auf Seite 13.

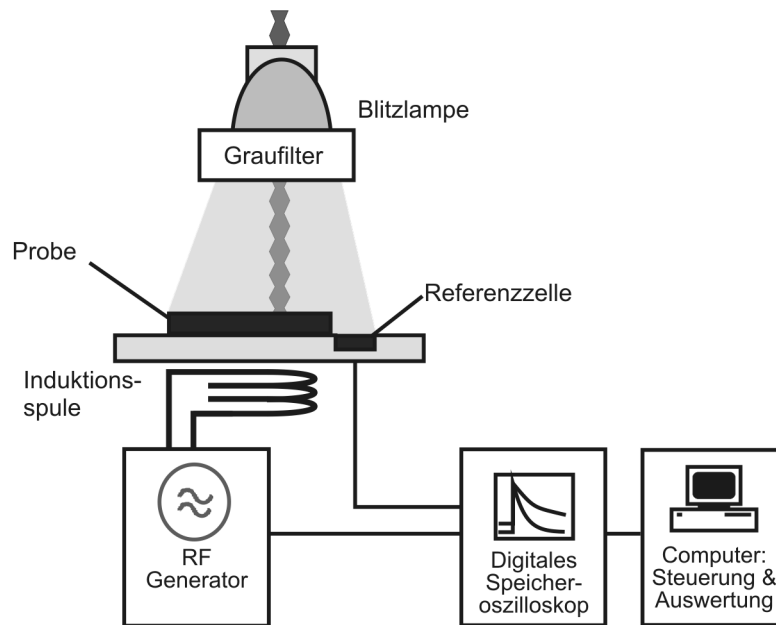


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des QSSPC-Messplatzes. Mit Hilfe einer Spule wird die Leitfähigkeit der Probe ermittelt. Daraus kann die Überschussdichte der freien Ladungsträger im quasistatischen Gleichgewicht berechnet werden. Mit Hilfe einer Referenzsolarzelle wird die Generationsrate bestimmt.

Bestimmung der Überschussladungsträgerdichte Δn_{av}

Allgemein berechnet sich die gemessene Schichtleitfähigkeit σ zu

$$\sigma = q \int_0^W (n\mu_n + p\mu_p) dz. \quad (5.1)$$

Die Beweglichkeiten der Elektronen μ_n und der Löcher μ_p können dabei sowohl von der Dotierung Ref. [109] als auch von der Überschussladungsträgerkonzentration Ref. [110] abhängen. Die Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma$ ist mit $\Delta n = \Delta p$ bestimmt durch [27]

$$\Delta\sigma = \sigma_{\text{hell}} - \sigma_{\text{dunkel}} = q \int_0^W \Delta n(\mu_n + \mu_p) + n_0(\mu_n - \mu_{n0}) + p_0(\mu_p - \mu_{p0}) dz, \quad (5.2)$$

wobei n_0 und p_0 die Ladungsträgerdichten im unbeleuchteten Zustand sind. Der Index 0 bei den Beweglichkeiten bezeichnet deren Wert ohne photogeneratede Ladungsträger. In dieser Arbeit wurden ausschließlich Bor-dotierte p -Typ Wafer mit einer Dotierung von $1,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N_A \leq 3,7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ verwendet, so dass n_0 vernachlässigt werden kann und die Löcherkonzentration p_0 der Dotierung entspricht, $p_0 = N_A$. Die Photoleitfähigkeit ist dann durch

$$\Delta\sigma = qW(\Delta n_{av}(\mu_n + \mu_p) + N_A(\mu_p - \mu_{p0})) \quad (5.3)$$

gegeben. Der letzte Term in Gleichung (5.3) verringert die Photoleitfähigkeit nur um wenige Prozent, so dass dieser Term vernachlässigt werden kann [27]. Die mittlere

Überschussladungsträgerkonzentration $\Delta n_{\text{av}}(t)$ berechnet sich aus der gemessenen Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma(t)$ dann zu [32]

$$\Delta n_{\text{av}}(t) = \frac{\Delta\sigma(t)}{q(\mu_n + \mu_p)W}. \quad (5.4)$$

Bestimmung der Generationsrate G_{av}

Die Generationsrate von Überschussladungsträgern in der Referenzzelle ist proportional zum Kurzschlussstrom der Zelle. Eine genaue Messung des Stromes ist jedoch schwieriger als die der Spannung, so dass die Referenzzelle über einen kleinen Widerstand kurzgeschlossen wird und der Spannungsabfall über diesen Widerstand gemessen wird. Mit einem Kalibrierfaktor f_{kal} kann die Lichtintensität (in Einheiten von Sonnen) als Funktion der Zeit $I(t)$ direkt aus dem gemessenen Spannungsabfall bestimmt werden. Mit der bekannten Kurzschlussstromdichte $J_{\text{sc},1\text{sun}}$ der Referenzzelle bei einer Sonne und einem Transmissionsfaktor Γ_{eff} , welcher die Transmissions- und Reflektionsunterschiede zwischen Referenzzelle und Probe berücksichtigt, ist die Generationsrate durch

$$G_{\text{av}}(t) = \frac{I(t)J_{\text{sc},1\text{sun}}}{qW}\Gamma_{\text{eff}}, \quad (5.5)$$

bestimmt. Die Photoleitfähigkeit in Emittern oder hoch dotierten Bereichen an der Oberfläche kann üblicherweise vernachlässigt werden, da die Überschussladungsträgerdichte in einem hochdotierten Bereich klein gegenüber Δn in der niedrig dotierten Basis ist und die dotierten Bereiche in der Regel dünn im Vergleich zur Waferdicke sind.

5.1.2 Infrared Lifetime Mapping (ILM)

Eine weitere ortsauflösende Methode ist die Bestimmung von τ_{eff} mit Hilfe einer Infrarotkamera (*infrared lifetime mapping*, ILM).

Das physikalische Prinzip dieser Lebensdauerermesstechnik basiert auf der Absorption Ref. [112] oder der Emission Ref. [113] von sub-bandgap Photonen durch freie Ladungsträger. Die Anzahl der Photonen, die absorbiert bzw. emittiert werden, ist dabei proportional zur Konzentration der freien Ladungsträger. Mit Hilfe einer IR-Kamera lässt sich ein Teil dieser IR-Strahlung detektieren und als Ausgangssignal S darstellen. Prinzipiell nimmt die Kamera zwei Bilder auf: ein Bild mit lichtgenerierten Überschussladungsträgern und ein Bild ohne Generation von Überschussladungsträgern. Aus der Differenz der beiden Bilder erhält man ein Signal ΔS , welches proportional zur Überschussdichte der freien Ladungsträger Δn für jeden Bildpunkt der Kamera ist. Es gilt: $\Delta S = m \times \Delta n$, mit dem Proportionalitätsfaktor m , welcher aus der Kalibrierung des Messaufbaus mit Si-Wafern bekannter Dotierung bestimmt wird. Die Messungen werden im Gleichgewichtsfall durchgeführt, d.h. die Rekombinationsrate U ist gleich der Generationsrate G . Ist die Generationsrate G der freien Ladungsträger bekannt, so ist die Lebensdauerverteilung über die Probe mit $\tau = \frac{\Delta n}{G}$

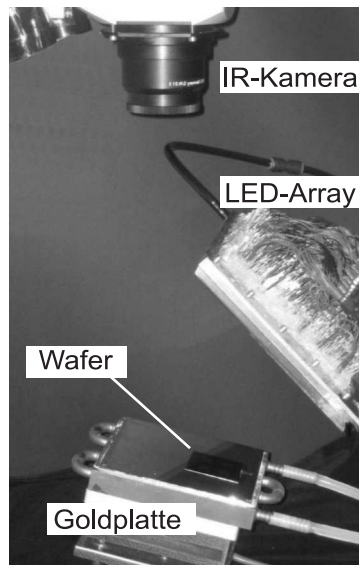


Abbildung 5.2: Aufbau der ILM-Technik (Infrared Lifetime Mapping) zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer von Ladungsträgern basierend auf der Emission von sub-bandgap Photonen (aus [111]). Der Wafer wird auf einer Goldplatte mit geringer IR-Emissivität auf eine erhöhte Wafertemperatur $T_W = 60^\circ\text{C}$ erwärmt, damit die IR-Emission überwiegt. Das LED-Array emittiert Photonen der Wellenlänge 880 nm. Das in der Intensität modulierte Anregungslicht bewirkt eine modulierte IR-Emission durch photogenerierte freie Ladungsträger, welche durch die IR-Kamera detektiert wird.

bestimmt. Die Generationsrate ist gegeben durch

$$\frac{\Delta n}{\tau_{\text{eff}}} = G = \frac{\phi_{\text{Gen}}(1 - R_{\text{VS}})}{W} \quad (5.6)$$

mit der Waferdicke W und der Reflexion R_{VS} der Wafervorderseite. Der vom LED-Array eingestrahelte Photonenfluss ϕ_{Gen} wird über eine kalibrierte Referenzsolarzelle detektiert. Die Beziehung zwischen der effektiven Lebensdauer τ_{eff} und dem Differenzsignal ΔS ist somit durch

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta S}{m \cdot \phi_{\text{Gen}}(1 - R_{\text{f}})} \quad (5.7)$$

gegeben, wobei m der zu bestimmende Kalibrierungsfaktor ist.

Eine detaillierte Beschreibung dieser Messtechnik ist in Ref. [111, 113] zu finden.

In Abb. 5.2 ist der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Messplatz für die Ladungsträgerlebensdauerermessung mittels ILM-Technik gezeigt. Die durchgeführten Messungen basieren ausschließlich auf der IR-Emission von photogenerierten Ladungsträgern. Damit die Emission der IR-Strahlung dominiert, wird der Wafer auf

einer erhöhten Temperatur von $T_W = 60^\circ\text{C}$ gehalten. Das LED-Array emittiert Photonen der Wellenlänge 880 nm. Die photogenerierten, freien Ladungsträger emittieren durch Übergänge im Leitungsband und Valenzband infrarote Strahlung, welche von der IR-Kamera im Wellenlängenbereich $\lambda = (8,3 \pm 0,7) \mu\text{m}$ detektiert wird. Aus dem Signalbild der Kamera lässt sich nach kurzer Messzeit (typischerweise einige Sekunden) die orts aufgelöste Verteilung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer mit einer Auflösung von ca. $200 \mu\text{m}$ bestimmen.

Kapitel 6

Herstellen rückseitenkontaktierter Solarzellen

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die charakteristischen Merkmale der laser-prozessierten rückseitensammelnden RISE Solarzelle dargestellt sowie der Prozessfluss aufgeführt. Die Struktur und Prozesssequenz der RISE-EWT Solarzelle wird im darauffolgenden Abschnitt vorgestellt. Die zum Herstellen der RISE Solarzellen verwendeten Einzelprozesse werden im letzten Abschnitt erläutert. Die Lasermaterialbearbeitung wird in den Kapiteln 7 und 8 und die Metallisierung der Solarzellen in Kapitel 9 behandelt.

6.1 Die rückseitensammelnde RISE Solarzelle

In Abb. 6.1 ist die rückseitensammelnde RISE Solarzelle in einer schematischen Skizze mit der Rückseite nach oben dargestellt. Die charakteristischen Merkmale dieser Zellstruktur sind:

- Eine mittels Laserstrahltechnologie erzeugte, kammartig ineinandergreifende Rückseitenstruktur.
- Aufgedampfte Metallkontakte.
- Mittels PECVD-Siliciumnitrid bzw. thermisch gewachsenem SiO_2 passivierte Solarzellenvorder- bzw. -rückseite.
- Eine mittels Lasertechnologie realisierte lokale Kontaktierung der Solarzelle.
- Ein Bor-diffundiertes BSF auf dem rückseitigen Basisgebiet.

6.1.1 Prozesssequenz der rückseitensammelnden RISE Solarzelle

In Abb. 6.2 sind die einzelnen Prozessschritte zur Herstellung der im vorigen Abschnitt erläuterten Zellstruktur einer rückseitensammelnden RISE Solarzelle im Quer-

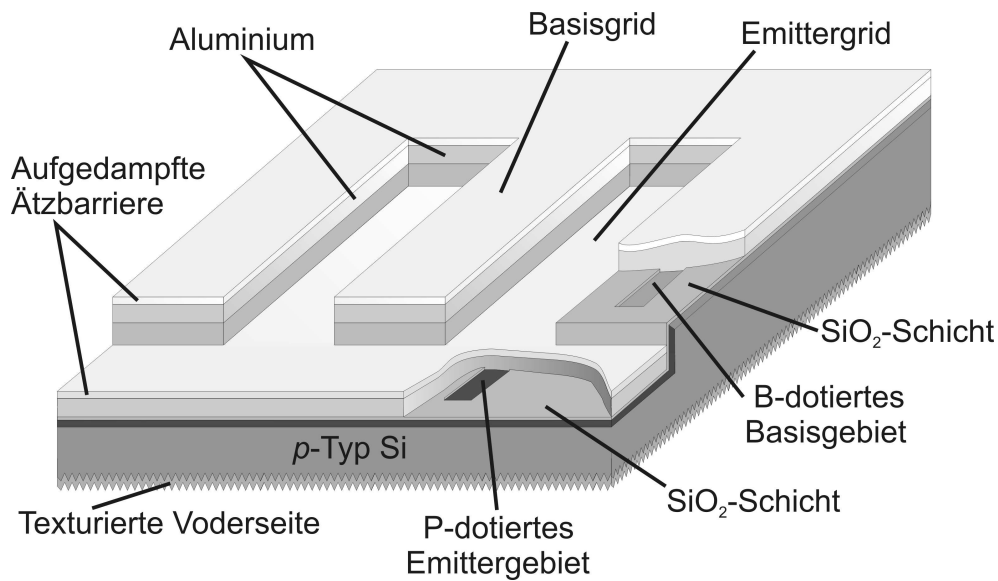


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der rückseitensammelnden RISE Solarzelle mit laserstrukturierter Rückseite sowie mittels Lasertechnologie lokal geöffneter SiO₂-Rückseitenpassivierung. Die Solarzelle ist zur besseren Darstellung mit der Rückseite nach oben gezeichnet. Die auf der Rückseite kammartig ineinandergreifenden Emitter- und Basisgebiete sind lokal durch ein ganzflächig aufgedampftes Aluminiumgrid kontaktiert. Eine auf dem Aluminium aufgedampfte Ätzbarriere garantiert eine hohe Prozessstabilität für eine selbstjustierende Kontakttrennung an den Flanken der laserstrukturierten Gräben. Die Vorderseite ist für eine optimierte Lichteinkopplung ganzflächig mit einer zufällig angeordneten Pyramidenstruktur versehen und mit einer mittels PECVD-Verfahren abgeschiedenen SiN_x-Schicht passiviert und antireflexbeschichtet.

schnitt skizziert*:

- a) Ausgehend von planaren Siliciumscheiben erfolgt nach einer RCA-Reinigung
- b) als erster Hochtemperaturschritt eine Bordiffusion, um das BSF zu formieren. Wie hier dargestellt können die Wafer einseitig Bor-diffundiert werden, indem sie im Quartzboot „back-to-back“ positioniert werden.
- c) Auf der Zellrückseite wird anschließend mittels PECVD-Verfahren eine SiN_x-Schicht abgeschieden.
- d) Als nächster Schritt erfolgt die Strukturierung der Solarzellenrückseite mittels Laserstrahlung. Dabei wird das SiN_x und ein Teil des darunterliegenden Siliciums in dem Gebiet ablatiert, welches später in der Solarzelle das P-dotierte Emittergebiet darstellt. Der laserinduzierte Kristallschaden wird nach dem Laserprozess in einer geeigneten KOH-Lösung nasschemisch entfernt. Optimierte Laserparameter in

*Die Herstellung der rückseitensammelnden RISE Solarzelle ist sowohl mit *n*-Typ als auch *p*-Typ Silicium möglich. Die Entwicklung der Zelle erfolgte allerdings auf *p*-Typ Si, so dass im Folgenden die Bezeichnung Emitter und Basis für den Fall von *p*-Typ Si gewählt wird. Für *n*-Typ Si dreht sich die Terminologie entsprechend um.

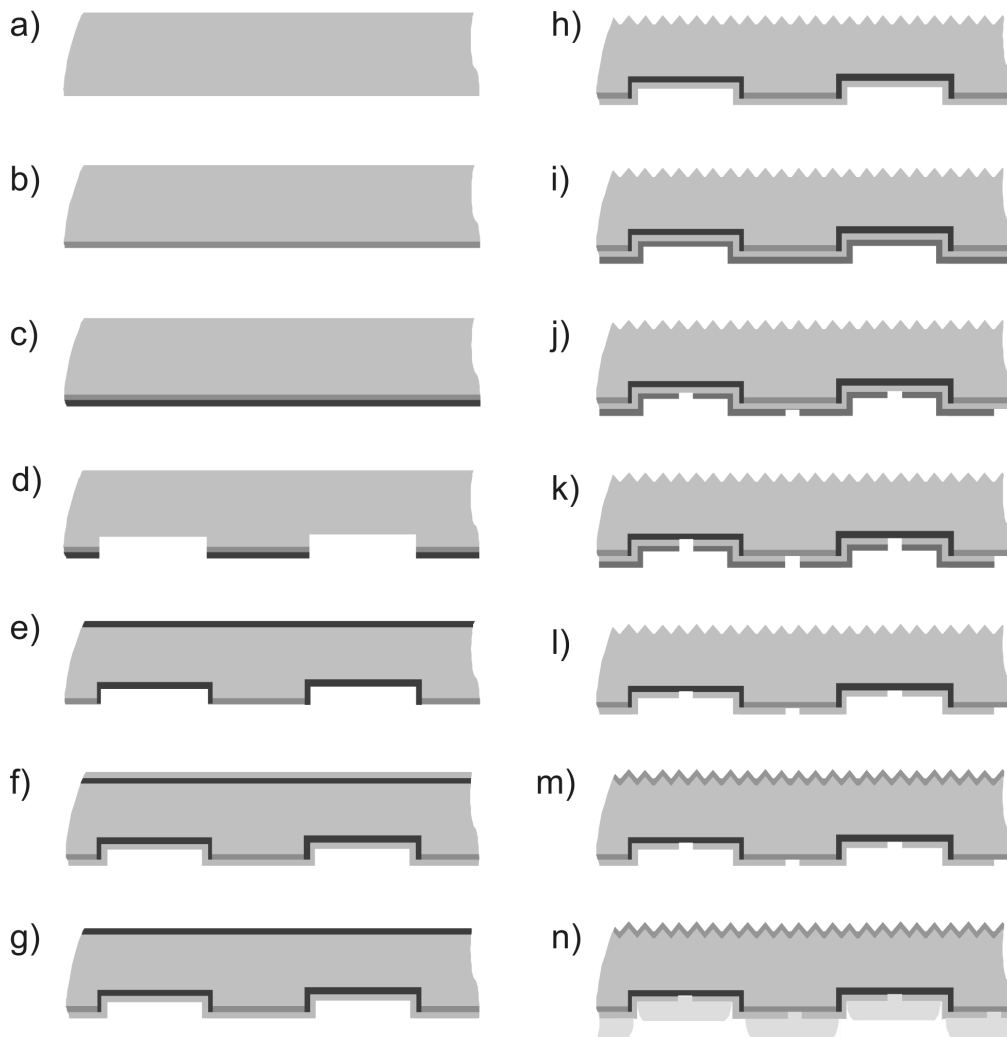


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte zur Herstellung von hocheffizienten, rückseitensammelnden RISE Solarzellen. Mit dieser Sequenz kann sowohl *p*-Typ als auch *n*-Typ Silicium prozessiert werden. Nähere Erläuterungen werden im Text gegeben.

Kombination mit der angepassten Schadensätze garantieren eine homogen glatte Siliciumoberfläche. Das SiN_x ist in den nicht-laserbearbeiteten Gebieten unbeschädigt und dient in der KOH-Lösung als Ätzschutz für das darunterliegende B-BSF.

e) Nach einer HNO_3/HF -Reinigung wird in einer POCl_3 -Diffusion der n^+ -Emitter in die auf der Rückseite freiliegende Siliciumoberfläche eindiffundiert. Das in Schritt c) abgeschiedene SiN_x wirkt hier als Diffusionsbarriere und schützt das darunterliegende B-BSF erneut. Nach der P-Diffusion wird das Phosphorglas und das SiN_x in einem HF-Ätzbad abgenommen. In Abb. 6.2 e) ist die Zelle nach diesem nasschemischen Ätzschritt dargestellt.

f) Nach einer RCA-Reinigung wird in einem Quarzrohrföfen ein thermisches SiO_2

gewachsen, welches in der fertigen Solarzelle als Rückseitenpassivierung dient und im Schichtsystem Si/SiO₂/Al zu einer erhöhten Reflexion von IR-Licht an der Zellrückseite führt.

g) Ein einseitiges Ätzverfahren in einer HF-Lösung entfernt das SiO₂ von der Solarzellenvorderseite.

h) In einem nasschemischen Verfahren wird mit Hilfe einer anisotropen Ätzlösung die Vorderseite mit einer Oberflächenstruktur aus zufällig angeordneten aufrechten Pyramiden versehen. Dabei wird der P-dotierte Emitter auf der Vorderseite entfernt. In der Textur-Lösung wirkt das rückseitige SiO₂ als Ätzbarriere und schützt die diffundierte Rückseite.

i) Die Prozessschritte i) bis l) dienen dem Ziel der lokalen Entfernung der rückseitigen SiO₂-Schicht. Zu diesem Zweck wird zuerst ein organischer Schutzlack auf die Zellrückseite aufgebracht.

j) An den Stellen, wo später die lokalen Metall-/Halbleiterkontakte positioniert werden, wird der Schutzlack durch Laserablation entfernt.

k) Ätzen in einer HF-Lösung entfernt an den laserablatierten Stellen das SiO₂, welches auf der restlichen Fläche durch den Lack geschützt ist.

l) In Aceton wird der Lack gelöst und von der Zelle entfernt.

m) Die Passivierung und Antireflexbeschichtung der texturierten Solarzellenvorderseite erfolgt nach einer RCA-Reinigung durch eine im CVD-Verfahren (*chemical vapour deposition*) abgeschiedene Siliciumnitridschicht. Die in dieser Arbeit vorgestellten rückseitensammelnden RISE Solarzellen wurden nach der SiN_x-Abscheidung bei einer Temperatur von 500 °C für ca. 10 min getempert, um ein Tunneloxid Ref. [114,115] in den Öffnungen der SiO₂-Schicht mit einer ungefähren Dicke von 1,5 nm herzustellen.

n) Die Kontaktierung und Metallisierung der Solarzellen erfolgt durch Aufdampfung von Aluminium im Hochvakuum. Auf das Aluminium wird im gleichen Vakuumschritt eine dünne SiO_x-Schicht aufgedampft, welche in einem Ätzschritt zur Trennung der Kontakte als Ätzbarriere wirkt (siehe dazu Abschnitt 9).

6.2 Die RISE-EWT Solarzelle

In Abb. 6.4 ist die RISE-EWT Solarzelle in einer schematischen Skizze mit der Rückseite nach oben dargestellt. Die kammartig ineinandergreifende Rückseitenstruktur, die Passivierung der Vorderseite sowie die aufgedampfte Metallisierung sind mit identischen Prozesstechnologien wie für die rückseitensammelnden RISE Solarzelle aus Abb. 6.1 realisiert. Wie bereits zu Beginn dieser Arbeit motiviert, ist das EWT-Zelldesign prädestiniert für Si-Material mittlerer und geringerer Qualität. Die Verwendung kostengünstiger Materialien kommt jedoch nur in Kombination mit einem einfachen Herstellungsprozess voll zur Geltung. Das Hauptaugenmerk bei der Entwicklung der RISE-EWT Solarzelle lag daher in einer schlanken Prozesssequenz bei gleichzeitig hoher Prozessstabilität. Neben der maskenfreien Prozessierung aller RISE Solarzellen sind zusätzliche Merkmale für die einfache Herstellung der RISE-EWT Zelle:

- Laserstrukturierung der Zellrückseite und Bohren der Löcher in einem Prozessschritt.
- Realisierung des P-dotierten Emitters auf der Zellvorderseite, in den Löchern und auf der Rückseite in *einem* POCl_3 -Diffusionsprozess.
- Verzicht auf eine lokale Kontaktierung des rückseitigen Emitters.
- Eine mittels Lasertechnologie realisierte Kontaktierung der Basis durch die SiO_2 -Schicht (*Laser Fired Contacts*, LFC [15, 116, 117]).

6.2.1 Prozesssequenz der RISE-EWT Solarzelle

In Abb. 6.4 sind die einzelnen Prozessschritte zur Herstellung einer RISE-EWT Solarzelle im Querschnitt skizziert:

- a) Planare p -Typ Siliciumwafer werden als erstes einer nasschemischen Schadensätze sowie einer RCA-Reinigung unterzogen.
- b) Als erster Hochtemperaturschritt erfolgt ein Oxidationsprozess, wobei eine SiO_2 -Schicht auf beiden Seiten des Wafers gewachsen wird.
- c) Ein einseitiges Ätzverfahren in einer HF-Lösung entfernt das SiO_2 von der Solarzellenvorderseite.
- d) In einem nasschemischen Verfahren wird mit Hilfe einer anisotropen Ätzlösung die Vorderseite mit einer Oberflächenstruktur aus zufällig angeordneten aufrechten Pyramiden versehen. In der Textur-Lösung wirkt das rückseitige SiO_2 als Ätzbarriere.
- e) Auf die Zellvorderseite wird anschließend mittels PECVD-Verfahren eine SiN_x -Schutzschicht abgeschieden.
- f) Die Strukturierung der Solarzellenrückseite mittels Laserstrahlung sowie das Bohren der Löcher erfolgen in einem Prozessschritt. Der laserinduzierte Kristallschaden

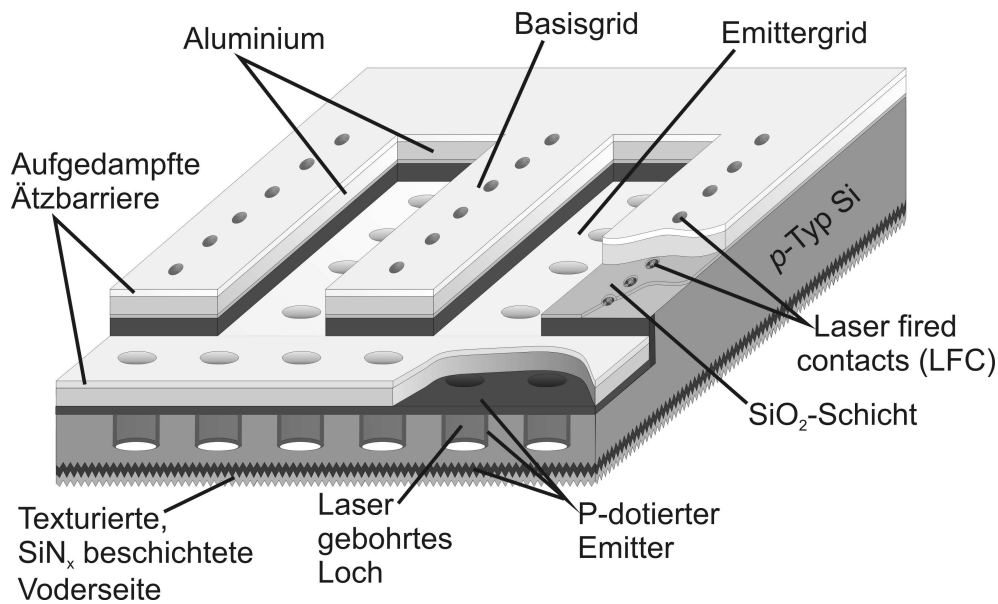


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung der RISE-EWT Solarzelle mit Lasertechnologie strukturierter Rückseite sowie mittels Laserstrahlverfahren realisierte Lochbohrungen im Si-Wafer. Die lokale Basiskontaktierung erfolgt durch das Feuern von Al in das *p*-Typ Si ebenfalls mit Hilfe des Lasers (LFC). Die Solarzelle ist zur besseren Darstellung mit der Rückseite nach oben gezeichnet. Die Vorderseite ist für eine optimierte Lichteinkopplung ganzflächig mit einer zufällig angeordneten Pyramidenstruktur versehen und mit einer mittels PECVD-Verfahren abgeschiedenen SiN_x-Schicht passiviert und antireflexbeschichtet. Unter der SiN_x-Schicht befindet sich ganzflächig ein P-dotierter Emitter, welcher über ebenfalls P-dotierte Löcher elektrisch mit dem Rückseitenemitter verbunden ist. Auf der Rückseite befinden sich das P-dotierte Emittergebiet und das mit SiO₂ passivierte Basisgebiet. Zur Reduzierung von Rekombinationsverlusten in der Raumladungszones ist der auf der Rückseite an die Oberfläche stoßende *p/n*-Übergang ebenfalls durch die SiO₂-Schicht passiviert. In der hier dargestellten einfachsten RISE-EWT-Version ist der Emitter auf der Rückseite ganzflächig metallisiert. Eine auf dem Aluminium aufgedampfte Ätzbarriere garantiert eine hohe Prozessstabilität für eine selbstjustierende Kontakttrennung an den Flanken der laserstrukturierten Gräben.

auf der Rückseite und in den Löchern wird in einer KOH-Lösung nasschemisch entfernt. Das SiO₂ auf der Rückseite und das SiN_x auf der Vorderseite dienen in der KOH-Lösung als Ätzbarriere, schützen somit das rückseitige Basisgebiet bzw. die Vorderseitentextur.

g) Auskochen in einer Phosphorsäurelösung entfernt die SiN_x-Schicht auf der Vorderseite selektiv zur rückseitigen SiO₂-Schicht.

h) Nach einer HNO₃/HF-Reinigung wird in einer POCl₃-Diffusion der *n*⁺-Emitter in die Vorderseite, in die Löcher sowie in die auf der Rückseite freiliegende Ober-

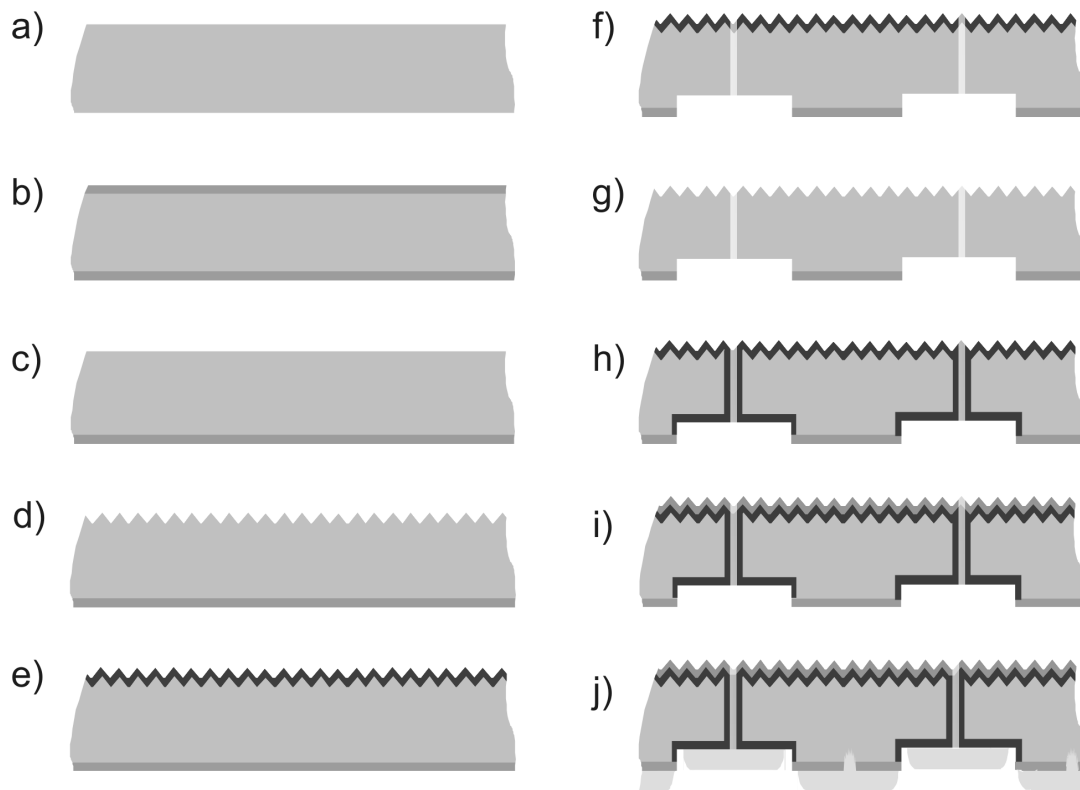


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte zur Herstellung von hocheffizienten RISE-EWT Solarzellen. Nähere Erläuterungen werden im Text gegeben.

fläche eindiffundiert. Die SiO_2 -Schicht wirkt als Diffusionsbarriere und schützt das rückseitige Basisgebiet erneut.

i)+j) Die Vorderseitenpassivierung und Antireflexbeschichtung sowie Metallisierung und Kontakttrennung der Solarzellen erfolgen identisch zu der in Kapitel 6.1.1 beschriebenen Prozessierung der rückseitensammelnden RISE Solarzelle. Als letzter Schritt erfolgt die Kontaktierung der Basis durch das Laserfeuern von Aluminium durch die SiO_2 -Schicht in das p -Typ Si, es entstehen sogenannte Laser-Fired Contacts.

6.3 Einzelprozesse zur Herstellung von RISE Solarzellen

RCA-Reinigung

Tabelle 6.1: Übersicht der Prozessparameter der am ISFH verwendeten RCA-Reinigung

RCA-Reinigung				
Schritt	Chemikalien		Temperatur [°C]	Dauer [min.]
1.	Wässern	H ₂ O fließend	RT	5
2.	RCA1	NH ₄ OH(25 %):H ₂ O ₂ (30 %):H ₂ O, 7:1:28	80	10
3.	Wässern	H ₂ O fließend	RT	5
4.	HF-Dip	HF(5 %):H ₂ O, 2:3	RT	1
5.	Wässern	H ₂ O fließend	RT	5
6.	RCA2	HCl(37 %):H ₂ O ₂ (30 %):H ₂ O, 7:1:28	85	10
7.	Wässern	H ₂ O fließend	RT	5
8.	HF-Dip	HF(5 %):H ₂ O, 2:3	RT	1
9.	Wässern	H ₂ O fließend	RT	5

Bei diesem Reinigungsverfahren werden die Waferoberflächen in mehreren Schritten von organischen und metallischen Verunreinigungen befreit [118]. In einem ersten Reinigungsschritt (RCA1) werden organische Verbindungen aufoxidiert und Metalle durch Komplexbildung von der Siliciumoberfläche entfernt. Nach Spülen in deionisiertem (DI)-Wasser wird das im RCA1-Schritt gebildete nasschemische Oxid in Flusssäure abgeätzt. Im nächsten Schritt werden auf der Siliciumoberfläche befindliche Alkali-Ionen in einer salzsäurehaltigen Lösung (RCA2) beseitigt. Abschließend erfolgt wiederum in Flusssäure die Entfernung des im RCA2-Schritt gewachsenen nasschemischen Oxids.

Thermische Oxidation (Schutzoxid)

Beide Zelltypen verwenden zur Passivierung der Solarzellenrückseite ein thermisch gewachsenes SiO₂. Während des Zellherstellungsprozesses dient das Oxid als Schutzschicht in den Nasschemieprozessen Textur und KOH-Schadensätze. Desweiteren wird es für die RISE-EWT Solarzelle als Schutz vor der Eindiffusion von Phosphor verwendet. In den nasschemischen Ätzprozessen und Reinigungssequenzen wird die Dicke der SiO₂-Schicht reduziert. Während einer RCA-Reinigung werden ca. 15 – 20 nm abgetragen und in der 10 %-igen KOH-Ätzlösung zum Entfernen des Laserschadens berträgt die SiO₂-Ätzrate (3, 4 ± 0, 5) nm/min.

Beide RISE Zelltypen wurden gleichermaßen in einem widerstandsbeheizten Quarzrohrföfen bei einer Temperatur von 1050 °C oxidiert, resultierend in einer SiO₂-Schichtdicke von ca. 200 nm.

Textur

Für die Texturierung von einkristallinem Material werden hauptsächlich anisotrope Ätzlösungen verwendet Ref. [119], welche bestimmte Kristallebenen schneller ätzen als andere. Im Falle von (100)-orientierten Siliciumwafern werden üblicherweise wässrige Lösungen von 1 % bis 10 % KOH bzw. NaOH verwendet. Es wird zwischen regelmäßig angeordneten invertierten Pyramiden und unregelmäßig verteilten aufrechten Pyramiden unterschieden. Erstere sind durch eine Strukturierung einer zuvor aufgetragenen Ätzbarriere (meist SiO_x) herstellbar. Die Textur aus unregelmäßig verteilten aufrechten Pyramiden erfordert keine Maskierung und hat sich daher für monokristallines Silicium in den meisten Bereichen der Photovoltaik durchgesetzt. Zur Texturierung der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Solarzellen wurde eine in [120] beschriebene Textur-Lösung bestehend aus DI-Wasser mit 1,5 % KOH und 5 % Isopropanol bei $T = 70^\circ\text{C}$ verwendet. Abbildung 6.5 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer Siliciumoberfläche nach nasschemischer Texturierung.

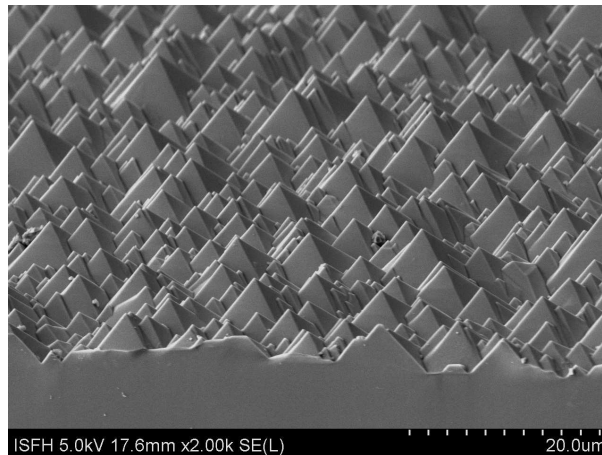


Abbildung 6.5: Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer Siliciumoberfläche nach nasschemischer Texturierung in einer Lösung bestehend aus DI-Wasser mit 1,5 % KOH und 5 % Isopropanol bei einer Temperatur von $T = 70^\circ\text{C}$.

Nasschemische Entfernung von geschädigtem Oberflächenmaterial

Für die Entwicklung der RISE-EWT Solarzellen wurden Si-Wafer ohne jegliche Vorbehandlung der Oberfläche (*as cut*) als Ausgangsmaterial verwendet. Die durch das Trennverfahren hervorgerufene Schädigung der oberflächennahen Kristallschichten müssen vor der Prozessierung entfernt werden. Dies geschieht mit einer basischen Ätzlösung (KOH:H₂O, 1:1) bei einer Temperatur von 90 °C. Auf (100)-orientierten Si-Oberflächen führt dies zu einer Abtragsrate von $(2,9 \pm 0,3) \mu\text{m}/\text{min}$ je Seite.

Für das nasschemische Entfernen des lasergeschädigten Siliciums nach dem Laserstrukturierungsprozess wird dieselbe basische Ätzlösung bei gleicher Temperatur verwendet, allerdings in einer veränderten Konzentration (KOH:H₂O, 1:9). In diesem Schritt ist entweder eine SiN_x - oder eine SiO_2 -Schicht als Schutzschicht auf

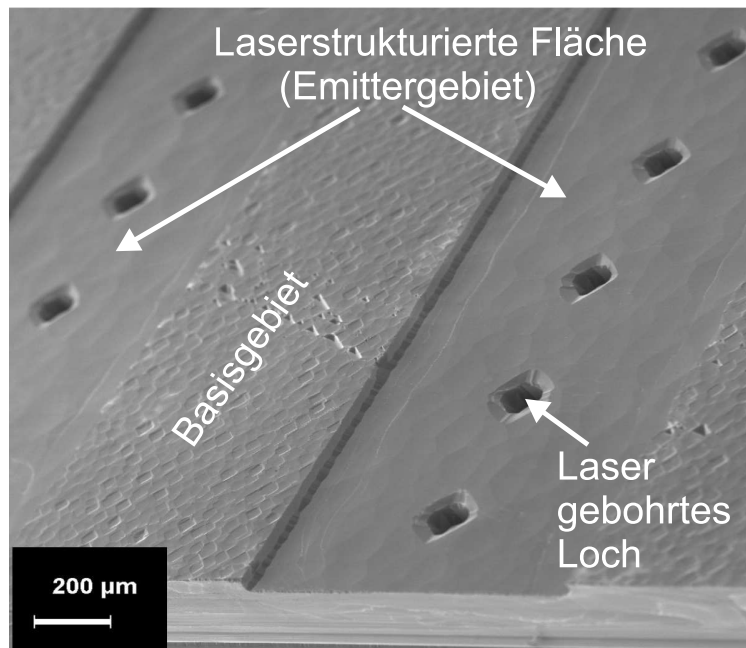


Abbildung 6.6: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Zellerückseite nach Strukturierung und Löcherbohren mittels Laserstrahlverfahren sowie anschließender Schadensätze in einer angepassten KOH-Lösung. In das laserstrukturierte Gebiet und in die Löcher wird im anschließenden Prozessschritt Phosphor eindiffundiert.

dem Wafer vorhanden. Während sich die Ätzrate von Si mit abnehmender KOH-Konzentration nur unwesentlich auf $(2,2 \pm 0,3) \mu\text{m}/\text{min}$ verringert, reduziert sich die Abtragsrate z.B. von SiO_2 von $(12 \pm 1) \text{nm}/\text{min}$ auf $(3,4 \pm 1) \text{nm}/\text{min}$ deutlich. Mit geringerer KOH-Konzentration kann damit die Prozessstabilität erhöht werden. Abb. 6.6 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme von der Zellerückseite einer RISE-EWT Solarzelle nach der Lasermaterialbearbeitung und der anschließenden Schadensätze.

SiN_x als Ätz- bzw. Diffusionsbarriere

Zur Herstellung von rückseitensammelnden RISE Solarzellen wird eine Siliciumnitridschicht als Ätzbarriere in einer 10 %-igen KOH-Ätzlösung verwendet. Im Falle der rückseitensammelnden RISE Solarzelle bleibt diese SiN_x -Schutzschicht auf der Waferrückseite und dient in der anschließenden POCl_3 -Diffusion als Diffusionsbarriere.

Um eine hohe Beständigkeit der SiN_x -Schicht in der Nasschemie und in der Phosphordiffusion zu gewährleisten, wurde ein möglichst stöchiometrisches Siliciumnitrid mit einem Brechungsindex zwischen $n = 1,9$ und $n = 2,0$ bei $T = 400^\circ\text{C}$ abgeschieden. Für eine ausreichende Prozessstabilität wurde eine Schicht mit einer Dicke von $(100 \pm 10) \text{nm}$ sowohl auf der planaren Rückseite als auch auf der texturierten Vorderseite abgeschieden.

Selektive SiN_x -Ätze

Zur Herstellung der RISE-EWT Solarzelle wird das als Schutzschicht auf die Vorderseite aufgebraute SiN_x vor der Phosphordiffusion selektiv zum rückseitigen SiO_2 nasschemisch entfernt. Dazu werden die Solarzellen in 80 %-iger Phosphorsäure bei einer Temperatur von 140°C ca. eine Stunde geätzt. Eine (100 ± 10) nm dicke Siliciumnitridschicht mit einem Brechungsindex zwischen $n = 1,9$ und $n = 2,0$ abgeschieden bei $T = 400^\circ\text{C}$, wird dabei abgetragen. Ein Abtrag von SiO_2 konnte nicht festgestellt werden, so dass eine ausreichende Prozessstabilität gewährleistet ist.

HNO_3/HF -Reinigung

Vor der Phosphordiffusion werden die Siliciumscheiben nasschemisch gereinigt. Dazu wird die Oberfläche zunächst in kochender Salpetersäure (HNO_3 , 69 %-ig) leicht aufoxidiert. Anschließend wird die Oxidschicht in einem kurzen Flusssäuredip (HF , 2 %-ig) wieder entfernt.

Phosphordiffusion

Die Erzeugung des n^+ -dotierten Emitters erfolgt durch Eindiffusion von Phosphoratomen aus der Gasphase (POCl_3) in einem offenen Quarzrohrföfen. POCl_3 und O_2 bilden auf der Waferoberfläche ein Phosphorsilikatglas ($\text{SiO}_2:\text{P}$), welches als Diffusionsquelle dient. Über die Diffusionszeit, welche die Belegungszeit (POCl_3 -Fluss) und den anschließenden *drive-in* (kein POCl_3 -Fluss) beinhaltet, ergibt sich ein charakteristisches Dotierprofil. Für beide RISE Zelltypen wurde derselbe Diffusionsprozess mit einem resultierenden Schichtwiderstand $R_{\text{sheet}} = (40 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ verwendet. Abbildung 6.7 zeigt das mit der ECV-Methode (*electrochemical capacitance voltage*) Ref. [121] gemessene Phosphordiffusionsprofil eines solchen Emitters nach der Diffusion (gefüllte Symbole), wie er in der RISE-EWT Solarzelle verwendet wird. Für die rückseitensammelnde RISE Solarzelle erfolgt mit der Oxidation ein Hochtemperaturschritt nach der POCl_3 -Diffusion, welcher eine Umverteilung der Phosphoratomene bewirkt. Die offenen Symbole zeigen das Diffusionsprofil nach dem Oxidationsprozess. Das „eingetriebene“ Dotierprofil weist an der Oberfläche eine von etwa $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ auf etwa $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ reduzierte Oberflächenkonzentration und einen geringeren Gradienten im Konzentrationsverlauf der Phosphoratomene auf.

Bordiffusion

Die Bordiffusion wurde in einem offenen Quarzrohrföfen durchgeführt. Als Quelle dient flüssiges BBr_3 , welches mit N_2 als Trägergas in das Rohr eingeleitet wird. Die Temperatur und Zeit der Belegung sowie des Eintreibens wurde so gewählt, dass sich ein Schichtwiderstand von $(20 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ nach der Diffusion ergibt. Aufgrund der Konzentrationsverarmung von Bor an der Oberfläche während des in der Prozesssequenz folgenden Oxidationsprozesses Ref. [25] erhöht sich der gemessene Schichtwiderstand auf $(60 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ nach der Oxidation. Abbildung 6.7 zeigt das mit der ECV-Methode gemessene Bordiffusionsprofil nach dem Oxidationsprozess.

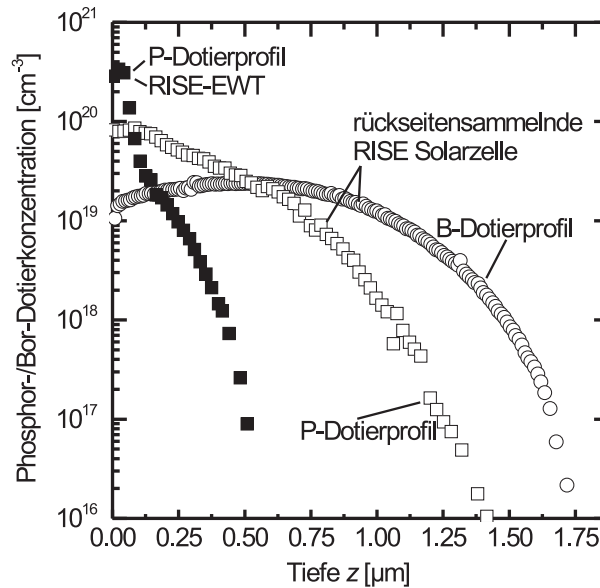


Abbildung 6.7: Mit der ECV-Methode gemessenes Dotierprofil des für die rückseitensammelnde RISE und RISE-EWT Solarzelle verwendeten diffundierten n^+ -Emitters bzw. der p^+ -BSF-Schicht. Die gefüllten Symbole stellen das Profil nach der POCl_3 -Diffusion dar (RISE-EWT Solarzelle), die offenen Symbole nach einem folgenden Oxidationsprozess (rückseitensammelnde RISE Solarzelle). Beide Emmitter weisen einen Schichtwiderstand von $R_{\text{sheet}} = (40 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ auf. Das Profil der B-dotierten BSF-Schicht ist ebenfalls nach dem folgenden Oxidationsprozess gemessen und weist einen Schichtwiderstand von $R_{\text{sheet}} = (60 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ auf.

Im Prozessfluss der rückseitensammelnden RISE Solarzelle folgt nach der Bordiffusion eine Phosphordiffusion mit einer teilweise auf der Waferoberfläche vorhandenen SiN -Schicht. Diese Prozesskette hat folgende Vorteile: (i) Im Gegensatz zu einer SiO_2 -Schicht tritt bei einer mit SiN_x bedeckten Si -Oberfläche nur eine minimale Verarmung der Borkonzentration auf und (ii) es wird eine Verbesserung der Ladungsträgerlebensdauer mit SiN als Diffusionsbarriere in der P-Diffusion beobachtet [122]. Der letztgenannte Punkt wird in Ref. [122] detailliert diskutiert. So wird eine Abnahme der anfänglich über $1000 \mu\text{s}$ betragenden Lebensdauer auf ca. $500 \mu\text{s}$ nach der Bordiffusion gemessen. Nach der folgenden P-Diffusion erreicht die Lebensdauer wieder den Anfangswert von $1000 \mu\text{s}$.

Vorderseitenpassivierung und Antireflexbeschichtung mittels PECVD-SiN-Beschichtung

Amorphes, wasserstoffhaltiges Siliciumnitrid ($\text{a-SiN}_x\text{:H}$, abgekürzt SiN_x) wird aufgrund seiner sehr guten Passivierqualität und guter optischer Eigenschaften Ref. [123] zur Beschichtung der Vorderseiten von RISE Solarzellen eingesetzt. Die Be-

schichtung erfolgt bei niedrigen Temperaturen ($\leq 400^\circ\text{C}$) mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (*plasma-enhanced chemical vapour deposition, PECVD*) im *remote*-Verfahren. Mit dem Einsatz des *remote*-Verfahrens wurden Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von $S_{\text{eff}} = 20\text{ cm/s}$ auf texturiertem $1,5\ \Omega\text{cm}$ *p*-Typ FZ-Si bei einem Injektionsniveau von $\Delta n = 1,9 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ erreicht [124, 125].

Die Passivierqualität von PECVD-SiN_x-Schichten hängt von der Prozesstemperatur und von der Zusammensetzung der SiN_x-Schichten ab. Die besten Resultate wurden mit siliciumreichen Schichten entsprechend einem Brechungsindex von $n = 2,4 - 2,5$ erzielt, welche bei einer Temperatur von 400°C abgeschieden wurden [126]. Für die Anwendung auf der Solarzellenvorderseite wirkt sich die hohe Absorption dieser siliciumreichen Schichten im UV-Bereich ($\lambda \leq 400\text{ nm}$) allerdings nachteilig aus.

Für die RISE-Solarzellen wird daher eine Doppelschicht aus Siliciumnitrid mit jeweils unterschiedlichem Siliciumanteil in den einzelnen Schichten zur Passivierung und Antireflexbeschichtung der Zellvorderseite eingesetzt. Eine solche SiN_x-Doppelschicht wurde bereits im Rahmen der Entwicklung der sogenannten Back-OECO-Solarzelle Ref. [127], eine rückseitensammelnde Version der OECO-Solarzelle (*Obliquely Evaporation of COntacts*) Ref. [126, 128, 129] entwickelt. Diese Doppelschicht besteht für texturierte Oberflächen aus einer 10 nm dünnen siliciumreichen SiN_x-Schicht mit $n = 2,4$ für eine gute elektronische Qualität der Si-Grenzfläche, gefolgt von einer 100 nm dicken SiN_x-Antireflexschicht mit $n = 2,05$. Eine detaillierte Untersuchung elektrischer und optischer Eigenschaften solcher SiN_x-Doppelschichten findet sich in Ref. [130]. Auf planarem $1,5\ \Omega\text{cm}$ FZ-Si wurden in dem für die Solarzelle relevanten Injektionsbereich von $\Delta n = 1 \times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ bis $\Delta n = 3 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten zwischen 10 cm/s und 30 cm/s erreicht [130].

Kapitel 7

Lasertechnologie zur Strukturierung von Siliciumwafern

Mit dem RISE-Zellkonzept wird erstmalig die flächendeckende Lasermaterialbearbeitung von Siliciumwafern als Prozesstechnologie zur Herstellung von Solarzellen eingesetzt. Dabei wird eine Ätz- und Diffusionsbarriere zusammen mit einem Teil des darunterliegenden Siliciums mit Hilfe der Laserstrahlung abgetragen. Abbildung 7.1 stellt diesen Prozess schematisch dar.

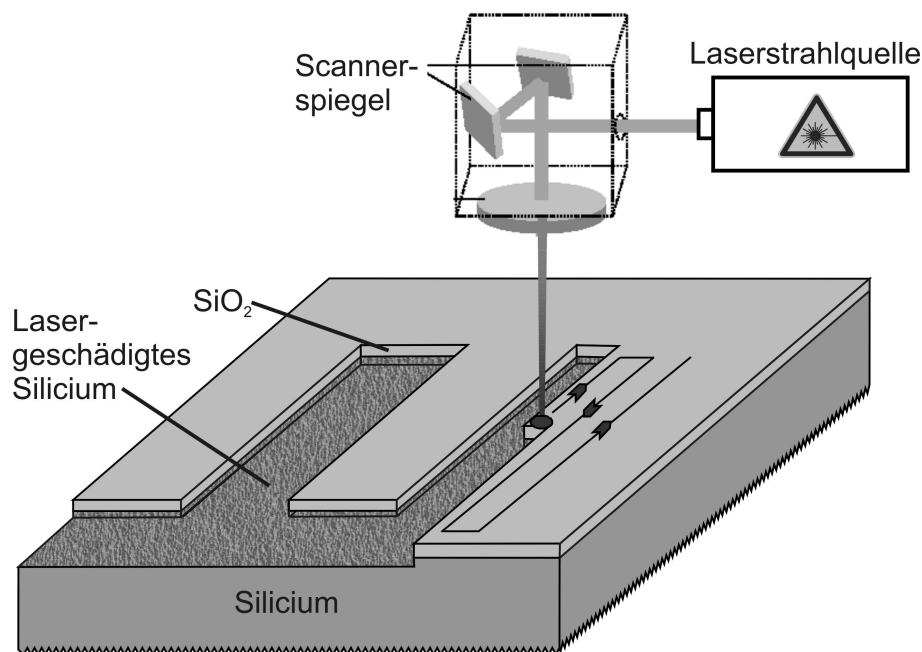


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung zum Strukturierungsprozess auf der Rückseite einer RISE Solarzelle.

Abbildung 7.2 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme von der Rückseite einer RISE Solarzelle nach Laserstrukturierung und nasschemischer Schadensätze. Für die Funktion der Solarzelle ist eine homogen glatte Oberfläche des laserstrukturierten Bereiches notwendig. In die laserstrukturierte Oberfläche wird im anschließenden Prozessschritt Phosphor eindiffundiert und stellt in der fertigen Solarzelle den sammelnden Emitterbereich dar. Eine laserinduzierte Kristallschädigung in diesem Bereich würde die Effizienz der Solarzelle beeinträchtigen.

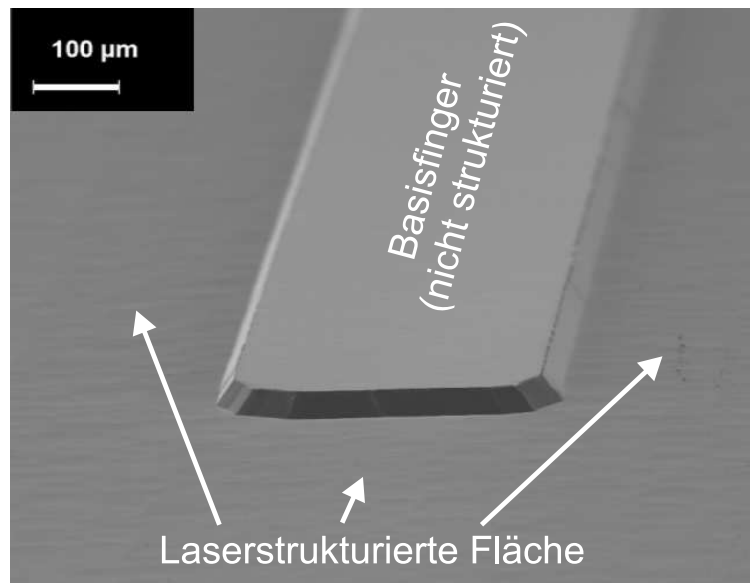


Abbildung 7.2: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von der Rückseite einer RISE Solarzelle nach Laserstrukturierung mittels eines frequenzverdreiften Nd:YVO₄ Festkörperlasers und Schadensätze in einer KOH-Lösung. Optimierte Laserparameter und eine angepasste KOH-Lösung garantieren eine homogen glatte Siliciumoberfläche.

7.1 Einfluss der Pulsdauer und Wellenlänge

Die Pulsdauer und die Wellenlänge bestimmen in erster Linie sowohl die zum Abtragen von Silicium benötigte Schwellenergiedichte bzw. Schwellfluenz Φ_{th} als auch die thermische und optische Eindringtiefe in das Silicium (siehe dazu Abschnitt 4.4). Mit der thermischen und optischen Eindringtiefe der Wärmeenergie bzw. Lichtenergie in das Silicium kann die Tiefe von laserinduzierten Kristallschädigungen abgeschätzt werden. Für die Bearbeitung von dünnen Siliciumwafern ist die Begrenzung der Tiefenschädigung auf nur wenige Mikrometer wünschenswert.

7.1.1 Schwellfluenz zur Strukturierung von Silicium

In diesem Abschnitt wird die Energiedichte Φ_{th} , welche zum Abtrag einer ca. 200 nm bis 250 nm dicken SiO₂-Schicht von einer Siliciumoberfläche benötigt wird, diskutiert. Dafür gehen wir von dem vereinfachten Fall einer unbeschichteten Siliciumoberfläche aus. Dies ist insofern gerechtfertigt, als dass für den Ablationsvorgang der transmittiven dielektrischen Schicht das darunterliegende Silicium aufgeschmolzen, bzw. abgetragen wird und somit auch die dielektrische Schicht entfernt wird.

Abhängigkeit von der Pulsdauer

Für die Flächenstrukturierung von Silicium werden Pulsdauern im Bereich $1 \text{ ns} < t_{puls} < 100 \text{ ns}$ verwendet. Die untere Grenze von 1 ns ist bestimmt durch die derzeit

noch zu geringe mittlere Leistung der kommerziell verfügbaren Strahlquellen mit Pulsdauern im Pikosekundenbereich für eine schnelle und *flächige* Bearbeitung von Siliciumwafern. Abbildung 4.7 auf Seite 46 zeigt mit einer thermischen Eindringtiefe von mehreren Mikrometern bei 100 ns die obere Grenze des relevanten Pulsdauerbereiches auf.

Für die Schwellfluenz gilt somit die in Abschnitt 7.1.1 auf Seite 74 hergeleitete wurzelförmige Abhängigkeit von der Pulsdauer: $\Phi_{\text{th}} \sim \sqrt{t_{\text{Puls}}}$.

Die Schwellfluenz geht maßgeblich in die Prozessgeschwindigkeit der Laserstrukturierung ein. Das Verhältniss aus der zur Verfügung stehenden Pulsenergie zur Schwellfluenz ist der bestimmende Faktor für die pro Laserpuls ablatierte Fläche und damit für die Prozessgeschwindigkeit. Für eine schnelle Laserbearbeitung von RISE Solarzellen ist demnach eine kurze Pulsdauer von wenigen Nanosekunden vorteilhaft.

Abhängigkeit von der Laserwellenlänge

Die Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Wellenlänge der Laserstrahlung wurde für $\lambda = 355 \text{ nm}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 1064 \text{ nm}$ experimentell nach der in Abschnitt 4.5 auf Seite 50 beschriebenen Methode bestimmt. Die quadrierten Durchmesser der Abtragkrater auf einer Siliciumoberfläche sind in Abb. 7.3 in Abhängigkeit der eingestrahnten Maximalfluenz Φ_0 aufgetragen. Aus der Extrapolation $D \rightarrow 0$ eines linearen Fits bestimmt sich die Schwellfluenz zu $\Phi_{\text{th}} = (2, 8 \pm 0, 5) \text{ J/cm}^2$ für den UV-Laser, zu $\Phi_{\text{th}} = (11, 4 \pm 2, 5) \text{ J/cm}^2$ für den IR-Laser und zu $\Phi_{\text{th}} = (1, 6 \pm 0, 6) \text{ J/cm}^2$ für den grünen Laser. Der Unterschied in der Schwellfluenz für den IR- und UV-Laser kann als alleiniger Einfluss der Wellenlänge interpretiert werden, da die spezifizierte Pulsdauer beider Strahlquellen mit 30 ns gleich ist. Der grüne Laser zeigt mit $\Phi_{\text{th}} = (1, 6 \pm 0, 6) \text{ J/cm}^2$ ein ähnliches Verhalten wie der UV-Laser. Die Pulsdauer ist für die hier gewählte Betriebsbedingung nicht gemessen worden, wird aber aufgrund der niedrigen Repetitionsrate während des Versuchs auf 10 ns bis 30 ns geschätzt. Die gegenüber dem UV-Laser etwas geringere Schwellfluenz kann somit auf eine eventuell kürzere Pulsdauer zurückzuführen sein.

Allgemein lässt sich festhalten: Frequenzkonvertierte Festkörperlaser zeigen eine vergleichbare Schwellfluenz für den Abtrag der dielektrischen Schicht, während für die IR-Laserstrahlung eine etwa 3-4 mal höhere Energiedichte nötig ist. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Tabelle 7.1: Abhängigkeit der Schwellfluenz Φ_{th} von der Wellenlänge λ .

	$\lambda = 1064 \text{ nm}$	$\lambda = 532 \text{ nm}$	$\lambda = 355 \text{ nm}$
t_{Puls}	30 ns	10 ns bis 30 ns	30 ns
Φ_{th}	$(11, 4 \pm 2, 5) \text{ J/cm}^2$	$(1, 6 \pm 0, 6) \text{ J/cm}^2$	$(2, 8 \pm 0, 5) \text{ J/cm}^2$

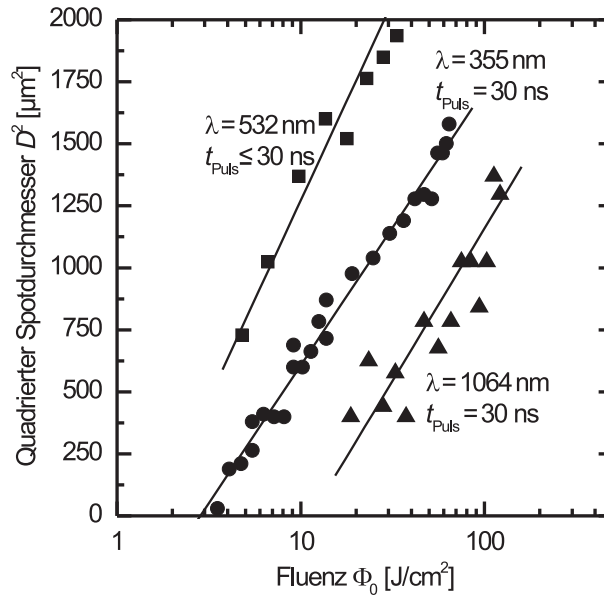


Abbildung 7.3: Aufgetragen sind die quadrierten Durchmesser von Ablationskratern auf einer Siliciumoberfläche in Abhängigkeit von der eingestrahelten Maximalfluenz Φ_0 . Der IR-Laser und der UV-Laser haben mit $t_{\text{Puls}} = 30$ ns dieselbe spezifizierte Pulsdauer, so dass der Unterschied im Ergebnis als Einfluss der Laserwellenlänge interpretiert werden kann. Die Pulsdauer des grünen Lasers wird vom Hersteller mit < 60 ns angegeben, kann aber aufgrund der Betriebsbedingung für dieses Experiment (niedrige Repetitionsrate) auf 10 ns bis 30 ns geschätzt werden. Aus der Steigung der semilogarithmischen Darstellung lässt sich der Radius der Strahltaile w_0 mit Gleichung (4.52) zu $(15,5 \pm 0,5) \mu\text{m}$ für den UV-Laser „AVIA-X“, zu $(16,3 \pm 2,4) \mu\text{m}$ für den IR-Laser „Vector“ und zu $(18,6 \pm 0,6) \mu\text{m}$ für den grünen Laser bestimmen. Aus der Extrapolation $D \rightarrow 0$ bestimmt sich die Schwellfluenz zu $\Phi_{\text{th}} = (2,8 \pm 0,5) \text{ J/cm}^2$ für den UV-Laser, zu $\Phi_{\text{th}} = (11,4 \pm 2,5) \text{ J/cm}^2$ für den IR-Laser und zu $\Phi_{\text{th}} = (1,6 \pm 0,6) \text{ J/cm}^2$ für den grünen Laser.

7.1.2 Kristallschädigung in Silicium

Die laserinduzierte Kristallschädigung in Silicium ist bestimmt durch die optische und thermische Eindringtiefe in das Silicium. Durch den räumlichen Energietransport entsteht im Halbleiter in der Umgebung der optischen Anregung eine thermisch beeinflusste Zone, die sogenannte „Wärmeeinflusszone“. Durch die auftretenden Temperaturgradienten entstehen thermische Spannungen, welche zu Versetzungen im Kristall führen können.

In Abbildung 4.8 auf Seite 48 sind nach Gleichung (4.46) berechnete Temperaturverläufe für die Pulsdauern 1 ns, 10 ns und 100 ns nach Beendigung des Pulses dar-

gestellt.

Eine Schädigung des Siliciumkristalls entsteht durch eine thermische Spannung im Kristall verursacht durch einen Gradient in der Temperaturverteilung. Die thermische Spannung ist aufgrund des maximalen Temperaturgradienten an der Oberfläche am größten und nimmt mit dem Abstand z in das Material ab [103]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die thermische Eindringtiefe bzw. die Weite der Wärmeeinflusszone Z als der Abstand zur Siliciumoberfläche definiert, bei dem der Temperaturgradient auf 10 % des maximalen Gradienten abgefallen ist. Dieser Definition liegt die Annahme zugrunde, dass für $z > Z$ keine nennenswerte Defektdichten in Silicium entstehen. Nach Ende des Laserpulses breitet sich die Wärmewelle tiefer in das Material aus, jedoch sind die in der Abkühlphase auftretenden Temperaturgradienten geringer als während des Laserpulses [131].

Aus der Ableitung des Temperaturverlaufs der ebenen Wärmewelle (Gleichung (4.46) auf Seite 47) folgt in der Tiefe Z eine Temperaturerhöhung $T(Z)$, welche 1/10 der maximalen Temperaturerhöhung $T_{\max, \text{OF}} = T(0, t = t_{\text{Puls}})$ an der Oberfläche ausmacht. Aus Abbildung 4.8 auf Seite 48 kann damit die thermische Eindringtiefe Z in Silicium für die verschiedenen Pulsdauern abgelesen werden.

Der Verlauf der thermischen Eindringtiefe Z über die Pulsdauer t_{Puls} ist in Abb. 7.4 für die Temperatur $T = 300 \text{ K}$ und 1680 K aufgetragen. Die Temperaturabhängigkeit von $Z(T)$ ergibt sich aus der in Abbildung 4.7 auf Seite 46 dargestellten Temperaturabhängigkeit der thermischen Diffusivität $\kappa(T)$. Die beiden in Abbildung 7.4 aufgetragenen Verläufe $Z(300 \text{ K})$ und $Z(1680 \text{ K})$ sind eine obere und untere Abschätzung der thermischen Eindringtiefe in Silicium bei der jeweiligen Pulsdauer.

Mit dargestellt in Abbildung 7.4 ist die optische Eindringtiefe α^{-1} bei 300 K für die Wellenlängen $\lambda = 355 \text{ nm}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 1064 \text{ nm}$. In flüssigem Silicium ($T \geq 1680 \text{ K}$) liegt die optische Eindringtiefe für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ bei $\approx 13 \text{ nm}$, für $\lambda = 532 \text{ nm}$ bei $\approx 8 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ bei $\approx 7 \text{ nm}$ (nicht eingezeichnet).

Interpretation der analytischen Abschätzung

Abbildung 7.4 erlaubt eine Abschätzung der zu erwartenden laserinduzierten Tiefenschädigung in Silicium infolge thermischer Spannungen im Kristall. Dabei wird eine Absorption der Laserstrahlung an der Oberfläche angenommen.

Für die Anwendung der Laserstrukturierung in der waferbasierten Siliciumphotovoltaik ist die Bestimmung der Tiefe der laserinduzierten Schädigung mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ ausreichend. Daher kann bei der Verwendung von frequenzkonvertierten Festkörperlasern die optische Eindringtiefe vernachlässigt werden. Aus Abbildung 7.4 kann für diese Lasertypen somit z.B. eine zu verwendende Pulsdauer von $\geq 30 \text{ ns}$ abgelesen werden, soll die laserinduzierte Tiefenschädigung auf 3 bis $4 \mu\text{m}$ beschränkt werden.

Im Falle der IR-Laserstrahlung ist die zeitliche Änderung der Oberflächentemperatur des Siliciumwafers und damit die der optischen Absorption (siehe Abbildung 4.6 auf Seite 45) entscheidend für die Tiefenschädigung des Kristalls. Lietoila *et al.* Ref. [132] berechneten in einer numerischen, eindimensionalen Simulation un-

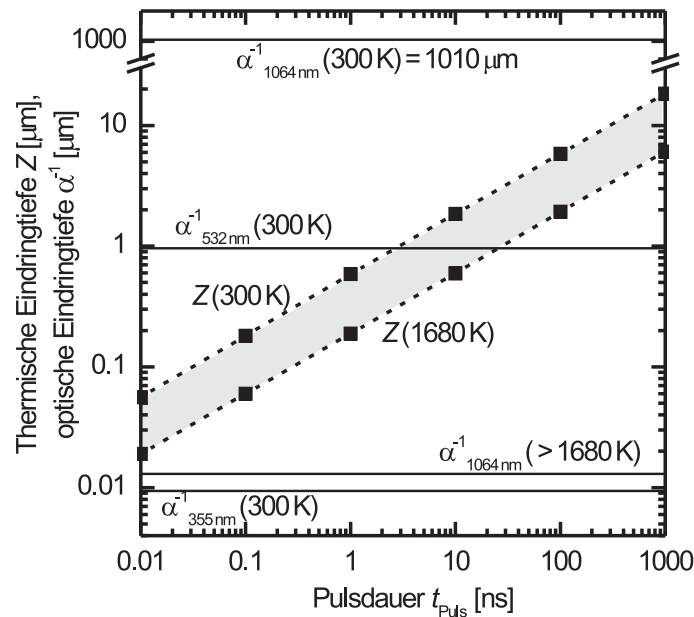


Abbildung 7.4: Aufgetragen ist die thermische Eindringtiefe Z bei einer Siliciumtemperatur von $T = 300\text{ K}$ und $T = 1680\text{ K}$ (flüssiges Silicium). $Z(300\text{ K})$ und $Z(1680\text{ K})$ stellen eine obere, bzw. untere Abschätzung der thermischen Eindringtiefe für die jeweilige Pulsdauer dar. Die optische Eindringtiefe α^{-1} bei 300 K ist für alle drei Wellenlängen eingezeichnet. In flüssigem Silicium liegt die optische Eindringtiefe für $\lambda = 1064\text{ nm}$ bei $\approx 13\text{ nm}$, für $\lambda = 532\text{ nm}$ bei $\approx 8\text{ nm}$ und $\lambda = 355\text{ nm}$ bei $\approx 7\text{ nm}$ (nicht eingezeichnet).

ter Annahme eines zeitlich konstanten Leistungsverlaufs den Anstieg der Oberflächentemperatur während eines Laserpulses mit $\lambda = 1064\text{ nm}$. Die dabei berechnete Schwellenergiedichte von $4,8\text{ J/cm}^2$ zum Erreichen der Schmelztemperatur von Si an der Oberfläche ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Wert von $5,5\text{ J/cm}^2$ * [133]. Als kritische Parameter in der Simulation stellten sich dabei die Absorption durch freie Ladungsträger und die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke Ref. [25] heraus. Zu Beginn des Laserpulses werden durch die schwache Absorption freie Elektronen erzeugt. Diese freien Elektronen absorbieren die Laserstrahlung und geben die Energie in Form von Wärme (innerhalb der Elektron-Phonon-Relaxationszeit $\tau_{e,ph} \approx 1 \times 10^{-12}\text{ s}$) an das Gitter weiter. Dies führt zu einer Verringerung der Bandlücke und zu einer Erhöhung der Absorption durch Valenzelektronen. Dadurch werden mehr freie Ladungsträger erzeugt, was zu einer erhöhten Absorption durch freie Ladungsträger führt usw. Je schneller dieser Prozess startet, desto geringer ist die in der Tiefe des Siliciummaterials deponierte Energie und de-

*Die im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmte Schwellfluenz beträgt $\Phi_{th} = (11,4 \pm 2,5)\text{ J/cm}^2$ (Siehe Abb. 7.3).

sto weniger Tiefenschädigung ist zu erwarten. Dieser Effekt lässt sich analytisch nicht mehr abschätzen, jedoch konnte der qualitativ beschriebene Effekt, wie im Folgenden gezeigt wird, experimentell bestätigt werden. Das stochastische Verhalten der Laserablation mit dem IR-Laser wird auch anhand der größeren Streuung der Messwerte in Abb. 7.3 deutlich.

7.2 Experimentelle Untersuchung laserinduzierter Kristallschädigung

Dieser Abschnitt behandelt die experimentelle Untersuchung zur laserinduzierten Kristallschädigung von Silicium bei flächiger Laserstrukturierung. Zur Charakterisierung der Schädigung wird die Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff} an extra dafür hergestellten Teststrukturen gemessen. Das Verhältniss von τ_{eff} bei laserbearbeiteten Bereichen zu τ_{eff} bei nicht bearbeiteten Bereichen dient als Maß für die Schädigung und wird im Folgenden als Lebensdauerverhältniss τ_{rel} bezeichnet. Untersucht wurden die in Abschnitt 4.2.1 spezifizierten Strahlquellen: (i) „Vector 1064-750-01“ mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ (ii) „Prisma 532-12-V“ mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ und (iii) „AVIA-X“ mit $\lambda = 355 \text{ nm}$.

7.2.1 Probenpräparation und Lasermaterialbearbeitung

Die Präparation der Proben ist in Abb. 7.5 skizziert. Als Ausgangsmaterial wurde Bor-dotiertes $1,5 \Omega\text{cm}$ FZ-Si verwendet. Nach einer RCA-Reinigung wurde auf den $(5 \times 5) \text{ cm}^2$ Wafern in einer thermischen Oxidation eine ca. 200 nm dicke Oxidschicht gewachsen. Anschließend wurde das Oxid von der Waferoberfläche mit jeweils vier verschiedenen Lasereinstellungen der drei Strahlquellen in $(1 \times 1) \text{ cm}^2$ großen Flächen abgetragen. Die Tiefe des Abtrages und der Kristallschäden im Silicium werden

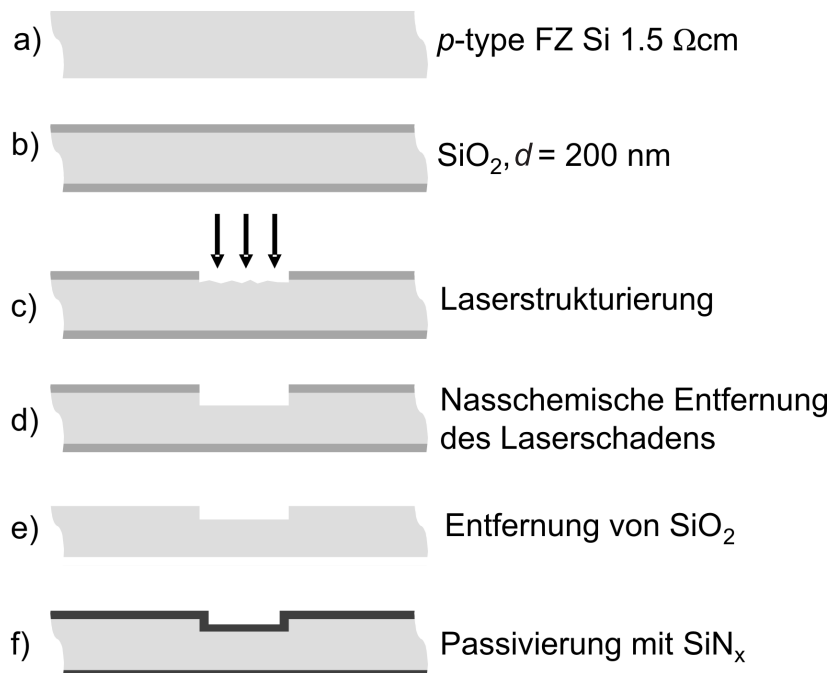


Abbildung 7.5: Prozessfolge für die Wafer zur Untersuchung der laserinduzierten Tiefenschädigung bei der Flächenstrukturierung.

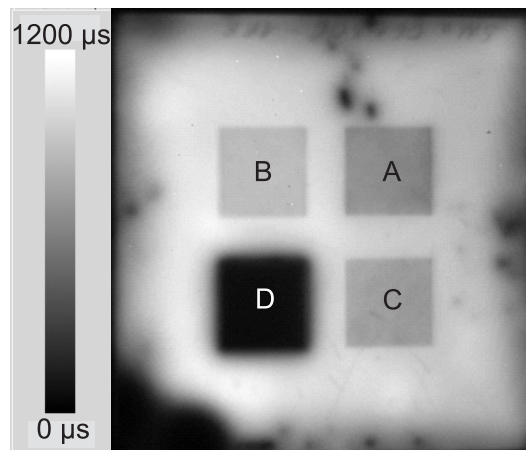


Abbildung 7.6: Exemplarische, ortsaufgelöste Ladungsträgerlebensdauer-messung mit Hilfe der ILM-Methode. Auf dem Wafer wurden 4 Bereiche mit dem Nd:YAG IR-Laser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) mit jeweils unterschiedlichen Laserparametern wie Pulsenergie E_{Puls} und Strahlradius w auf der Waferoberfläche strukturiert (Variation: A-D). Die Ätzzeit in KOH-Lösung betrug 10 Minuten und die Lebensdauer wurde nach Passivierung beider Oberflächen mit Siliciumnitrid gemessen (siehe Abb. 7.5 f)). Eine deutliche Abhängigkeit der Lasertiefenschädigung von unterschiedlichen Einstellungen der Energiedichte auf der Probenoberfläche ist für den IR-Laser zu sehen. Die Lasereinstellungen (B) und (C) sind gegenüber der Einstellung (D) vorzuziehen.

durch die Laserstrahlparameter beeinflusst. Um die Tiefe des Schadens erfassen zu können, wurden die einzelnen Wafer verschieden lange in einer 10 %-igen KOH-Ätzlösung geätzt. Die Grabentiefe konnte anschließend mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ mit Hilfe eines optischen Lichtmikroskops bestimmt werden. Nach Entfernen der SiO_2 -Schicht in einer HF-Lösung und einer erneuten RCA-Reinigungssequenz wurden die Oberflächen der Wafer mit einer Siliciumnitridschicht passiviert und anschließend die Ladungsträgerlebensdauer-Verteilung mit Hilfe der ILM-Methode bestimmt.

Abbildung 7.6 zeigt exemplarisch die Lebensdauer-Verteilung eines Wafers, welcher mit dem Nd:YAG IR-Laser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) bearbeitet und für 10 min. in der KOH-Lösung geätzt wurde. Auf dem Wafer wurde in den 4 Bereichen (A - D) das Oxid mit jeweils unterschiedlichen Laserparametern ablatiert. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Tiefenschädigung von den verwendeten Lasereinstellungen zu sehen. Bei den Einstellungen (A) bis (C) wurde die Strahltaille auf die Ebene der Probenoberfläche positioniert (Fokuseinstellung) und die Pulsenergie variiert. Einstellung (A) weist die niedrigste Pulsenergie auf, Einstellung (C) die höchste. Einstellung (D) weist eine flachere Gauß-Verteilung der lateralen Intensitätsverteilung auf, indem die Strahltaille oberhalb der Ebene der Waferoberfläche positioniert (Defokussierung) und somit der Strahlradius gemäß Gleichung 4.13 verbreitert wird. Die Einstellung (D) soll die Verwendung einer lateral konstanten Intensitätsverteilung (*Flat-Top*)

mit einer Energiedichte knapp überhalb der Schwellfluenz simulieren. In Abb. 7.6 kann für den IR-Laser bereits eine geringere Tiefenschädigung des Kristalls für hohe verwendete Energiedichten (Einstellung B und C) im Vergleich zu den Einstellungen A und D mit geringeren Energiedichten abgelesen werden.

7.2.2 Auswertung lokaler Ladungsträgerlebensdauerermessung

Wie oben bereits erwähnt, wird die laserinduzierte Schädigung des Siliciums charakterisiert, indem die effektive Lebensdauer der Ladungsträger des laserbearbeiteten Bereiches ins Verhältniss zur effektiven Lebensdauer des umgebenden nicht-laserbearbeiteten Bereiches gesetzt wird. Erreicht diese Verhältniss τ_{rel} einen Wert $> 0,8$, wird im Folgenden von einer schädigungsfreien Grabenstruktur gesprochen.

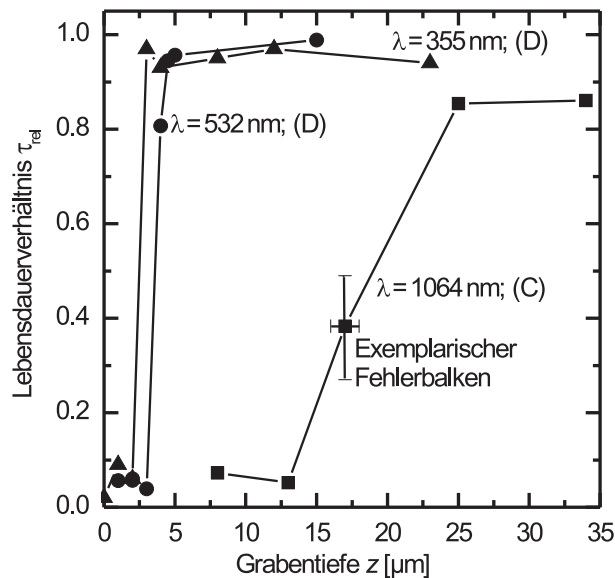


Abbildung 7.7: Aufgetragen sind die Verhältnisse der Ladungsträgerlebensdauern τ_{rel} in Abhängigkeit der Grabentiefe für die Lasereinstellung mit der jeweils geringsten Tiefenschädigung. Die Verbindungslinien sind zur besseren Darstellung eingezeichnet. Die Genauigkeit der Grabentiefe kann mit $\pm 1 \mu\text{m}$ angegeben werden und für τ_{rel} wird ein Fehler von 30 % abgeschätzt. Ein Wert von τ_{rel} nahe eins bedeutet, dass nur noch eine für die Solarzelle vernachlässigbare elektrisch aktive Defektkonzentration im Siliciumwafer vorhanden ist. Für die beiden frequenzkonvertierten Laser ist jeweils die defokussierte Einstellung (D) aufgetragen und für den IR-Laser zeigte die Einstellung (C) mit der maximalen Energiedichte die geringste Tiefenschädigung. Mit dem grünen und UV-Laser sind schädigungsfreie Grabenstrukturen mit einer Tiefe von $(3 - 4) \mu\text{m}$ möglich, während mit dem IR-Laser eine Schädigungstiefe von $(25 - 10 + 0) \mu\text{m}$ festzustellen ist.

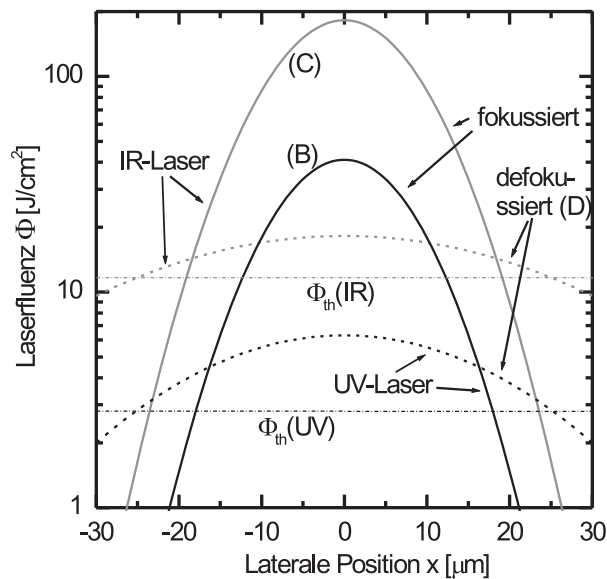


Abbildung 7.8: Berechnete Energiedichteverteilung von zwei verwendeten Einstellungen des IR-Lasers „Vector“ (graue Linien) und des UV-Lasers „AVIA-X“ (schwarze Linien). Für die fokussierten Einstellungen (durchgezogene Linie) ist jeweils die Energiedichteverteilung dargestellt, mit welcher die flachsten, schädigungsfreien Grabenstrukturen erzielt worden sind. Für den UV-Laser stellte dies die Einstellung (B) dar und im Falle des IR-Lasers die Einstellung (C). Die gestrichelten Linien geben die Fluenzverteilung für die defokussierten Einstellungen (D) wieder. Mit eingezeichnet sind die Schwellfluenswerte Φ_{th} , welche in Abschnitt 7.1.1 für beide Laser experimentell bestimmt worden sind.

Die extrahierten Verhältnisse τ_{rel} sind in Abhängigkeit der Grabentiefe in Abb. 7.7 aufgetragen. Für jede der drei Strahlquellen ist die Lasereinstellung (A - D) aufgetragen, bei der sich die schädigungsfreie Grabenstruktur mit geringster Tiefe erzielen ließ.

Für die beiden frequenzkonvertierten Strahlquellen ist dies bei der Einstellung (D) der Fall. Mit dem UV-Laser konnten damit schädigungsfreie Grabenstrukturen mit einer Tiefe von $(3 \pm 1) \mu\text{m}$ erreicht werden und mit dem grünen Laser von $(4 \pm 1) \mu\text{m}$. Ein sprunghafter Übergang von τ_{rel} von einem Wert $< 0,1$ auf $> 0,8$ innerhalb einer Tiefenänderung von nur $1 \mu\text{m}$ ist für die frequenzvervielfachten Strahlquellen zu beobachten. Bemerkenswert ist das von den Lasereinstellungen unabhängige Ätzverhalten der laserbearbeiteten Proben. Die benötigte Ätzdauer zum Entfernen des geschädigten Siliciums ist bei beiden Lasern für alle vier Einstellungen nahezu gleich. Eine unterschiedliche Grabentiefe resultiert lediglich aus dem unterschiedlichen Materialabtrag durch die Laserbearbeitung. Für die Flächenstrukturierung mit frequenzkonvertierter Laserstrahlung konnte im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abhängigkeit der Tiefenschädigung von der eingestrahelten Energiedichte festgestellt

werden.

Auf den mit dem IR-Laser bearbeiteten Flächen muss deutlich mehr geschädigtes Silicium abgeätzt werden, als bei der Bearbeitung mit frequenzvervielfachter Laserstrahlung. Die Lasereinstellung (C) mit maximaler Energiedichte auf der Probenoberfläche erwies sich mit einer schädigungsfreien Grabentiefe von $(25 - 10 + 1) \mu\text{m}$ als die beste Einstellung. Die minimalen Schädigungstiefen sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Tabelle 7.2: Experimentell erzielte minimale Schädigungstiefen in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ .

	$\lambda = 1064 \text{ nm}$	$\lambda = 532 \text{ nm}$	$\lambda = 355 \text{ nm}$
t_{Puls}	30 ns	18 ns	30 ns
Schädigungstiefe z	$(25 - 10 + 1) \mu\text{m}$	$(4 \pm 1) \mu\text{m}$	$(3 \pm 1) \mu\text{m}$

Auswirkung der Energiedichte bzw. Intensität auf die Tiefenschädigung

In Abb. 7.8 sind unter Annahme einer idealen Gaußverteilung ($M^2 = 1$) die lateralen Energiedichteverteilungen für die Einstellungen (B) und (D) für den UV-Laser und (C) und (D) für den IR-Laser dargestellt. Bei der Strukturierung mit der Strahltaile in der Ebene der Probenoberfläche zeigt die Einstellung (B) beim UV-Laser die geringste Grabentiefe nach Schadensätze. Es werden also die besten Einstellungen im fokussierten Fall verglichen und die beiden defokussierten Einstellungen. Durch Positionierung der Strahltaile oberhalb der Probenoberfläche verbreitert sich nach Gleichung 4.13 der Strahlradius, die maximale Fluenz Φ_0 nimmt ab und man erhält eine flachere laterale Verteilung der Energiedichte.

In Abb. 7.9 sind die Ergebnisse der Lebensdaueruntersuchung für die in Abb. 7.8 dargestellten Energiedichteverteilungen aufgetragen. Im Falle des UV-Lasers ist kaum ein Unterschied in der Tiefenschädigung zwischen Einstellung (B) und (D) zu sehen. Für beide Einstellungen ist nach derselben Ätzeit von 1 min. der Schaden entfernt. Der Unterschied in der Grabentiefe von $(2 \pm 1) \mu\text{m}$ resultiert aus einem höheren Materialabtrag durch die höhere maximale Energiedichte Φ_0 von Einstellung (B). Beim IR-Laser hingegen zeigt die verwendete Energiedichte, bzw. Intensität Auswirkungen auf die Tiefenschädigung des Kristalls. Bei maximaler Intensität (fokussierte Einstellung und maximale Pulsenergie) zeigt sich bei ca. $(17 \pm 1) \mu\text{m}$ Grabentiefe ein Wert von $\tau_{\text{rel}} \approx 0,4$. Ein ähnlicher Wert von τ_{rel} wird bei der Einstellung (D) mit dem flacheren Energiedichteverlauf knapp über der Schwellfluenz erst bei ca. $43 \mu\text{m}$ Tiefe erreicht.

Die in Abb. 7.9 dargestellten Grabentiefen der einzelnen Einstellungen sind in Abb. 7.10 über die Ätzdauer in der KOH-Lösung aufgetragen. Die Einstellung (D) des UV-Lasers ist der besseren Übersicht wegen nicht eingetragen. Sie verläuft um ca. $2 \mu\text{m}$ parallel nach unten versetzt zur Einstellung (B). Die Steigung des linearen Fits durch die Messpunkte des UV-Lasers ergibt eine Ätzrate von $(2,1 \pm 0,2) \mu\text{m}/\text{min}$. Das

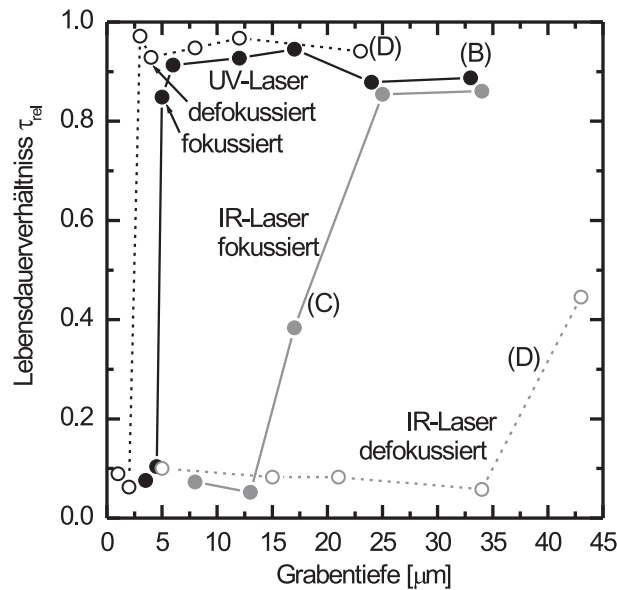


Abbildung 7.9: Aufgetragen sind die Lebensdauerverhältnisse τ_{rel} in Abhängigkeit der Grabtiefe für die in Abb. 7.8 dargestellten Fluenzverteilungen der fokussierten Einstellungen (B) (UV-Laser) und (C) (IR-Laser) sowie der defokussierten Einstellungen (D). Die Ergebnisse des IR-Lasers mit der Einstellung (D) zeigen gegenüber der fokussierten Einstellung (C) eine um $\approx 25 \mu\text{m}$ tiefere Schädigung.

entspricht der Ätzrate für ungeschädigtes Silicium, da die Messpunkte für ≥ 1 min. aufgetragen sind und daher der Schaden bereits entfernt wurde. Für die beiden Einstellungen des IR-Lasers sind die Messwerte für Ätzzeiten ≤ 10 min. aufgetragen. Innerhalb dieser Zeit wurde der Schaden nicht vollständig entfernt, so dass sich aus der Steigung der linearen Fits die Ätzrate für geschädigtes Silicium ergibt. Für die Einstellung (C) ist diese vergleichbar mit der von ungeschädigtem Silicium, während mit der Einstellung (D) bearbeitetes Silicium mit $(3,5 \pm 0,5) \mu\text{m}/\text{min}$. eine deutlich höhere Ätzrate aufweist. Nimmt man an, dass aufgrund von Kristallfehlern sich die Ätzrate in der KOH-Lösung erhöht, lässt dies die Vermutung zu, dass Einstellung (D) nicht nur eine in das Material tiefergehende Schädigung bewirkt, sondern gegenüber den anderen Einstellungen zudem eine höhere Defektdichte erzeugt.

Eine schnelle Aufheizung der oberen Siliciumschicht bis zur flüssigen Phase in Bruchteilen der Pulsdauer führt zu einer fast vollständigen Deponierung der Pulsenergie im oberflächennahen Bereich. Je schneller sich der selbst verstärkende Prozess der zunehmenden Absorption bei steigender Temperatur entwickelt, desto weniger Strahlungsenergie gelangt in die Tiefe des Siliciums und verursacht Kristallschädigung. Mit der Schwellfluenz Φ_{th} wird die Energiedichte bestimmt, bei der am Ende des Laserpulses gerade die Aufschmelzung der Si-Oberfläche beginnt. Während des gesamten Laserpulses gelangt die IR-Strahlung in die tieferen Bereiche des Si-Materials. Aus-

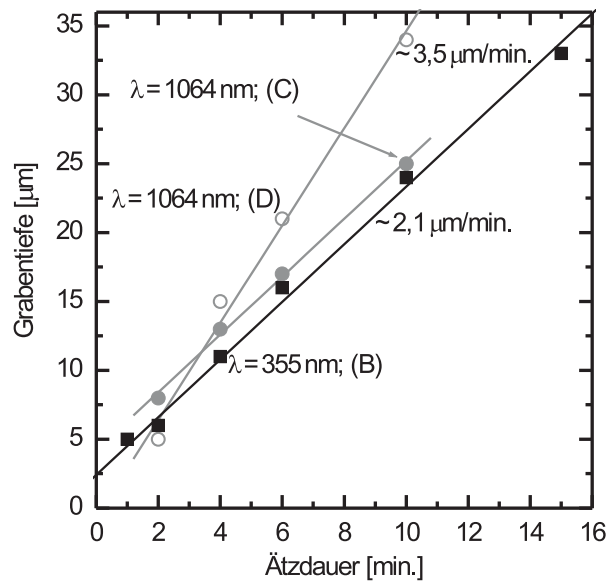


Abbildung 7.10: Aufgetragen sind die gemessenen Grabentiefen über die Ätzzeit in der KOH-Lösung. Für den UV-Laser sind die Grabentiefen für Ätzzeiten ≥ 1 min. aufgetragen, d.h. aus der Steigung des linearen Fits ergibt sich die Ätzrate für ungeschädigtes Silicium. Im Falle des IR-Lasers sind Werte für Ätzzeiten ≤ 10 min. aufgetragen, d.h. aus den linearen Fits ergibt sich die Ätzrate für geschädigtes Silicium. Die Ätzrate des geschädigten Siliciums im Fall (C) entspricht mit $(2,1 \pm 0,2) \mu\text{m}/\text{min.}$ der Ätzrate für ungeschädigtes Silicium. Demgegenüber zeigt das mit dem IR-Laser und Einstellung (D) geschädigte Silicium mit $(3,5 \pm 0,5) \mu\text{m}/\text{min.}$ eine deutlich höhere Ätzrate.

schlaggebend für diese Prozessdynamik ist die Strahlungsintensität. Eine Erhöhung der Pulsdauer bei gleicher Strahlungsintensität bewirkt eine Erhöhung der Energiedichte, beeinflusst jedoch nicht die beschriebene Prozessdynamik. Für die Flächenstrukturierung mit IR-Laser bedeutet dies, dass die Schwellfluenz für den Abtrag der dielektrischen Schicht ausreicht, für eine geringere Tiefenschädigung aber eine höhere Energiedichte gewählt werden muss.

Eine Erklärung für die starke Zerstörung des Silicium in den ersten $40\text{-}45 \mu\text{m}$ bei der defokussierten Einstellung (D) könnte die Erwärmung des Siliciums in der Tiefe sein, was zu einer Erhöhung des Brechungsindex n führt [94, 96]. Dies könnte zu einer Selbstfokussierung der IR-Laserstrahlung in der Tiefe des Siliciums führen und dadurch verstärkte Schädigung des Materials bewirken.

7.3 Prozessdauer der RISE-Strukturierung

In diesem Kapitel wird die benötigte Prozesszeit zum Laserstrukturieren einer RISE Solarzelle diskutiert. Die Flächenstrukturierung erfolgt durch eine Aneinanderreihung von Einzelspots auf der Waferoberfläche (siehe Abbildung 7.1 auf Seite 73). Dabei ist der Spotüberlapp, d.h. der Spot-zu-Spot-Abstand bei gegebenem Spotdurchmesser, entscheidend für eine homogen glatte Siliciumoberfläche nach nasschemischer Entfernung des laserinduzierten Schadens.

Hinsichtlich einer industriellen Umsetzung einer solchen Prozesstechnologie darf die Prozesszeit nur wenige Sekunden betragen. Als Kriterium wird eine typische Produktionslinie mit 30 MW_p Kapazität pro Jahr betrachtet. Dafür wird eine Zellgröße von $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ angenommen und von einem mittleren Wirkungsgrad von 20 % für die RISE Solarzelle in der Produktion ausgegangen. Bei einer zeitlichen Verfügbarkeit des Lasersystems von ca. 96 % bedeutet dies eine Prozesszeit von ca. 2,6 s pro Solarzelle.

In Abb. 7.11 ist das flächige Laserstrukturieren für einen Laserstrahl mit radialsymmetrischen gaußförmigen Strahlprofil (a) und für einen Laserstrahl mit einem senkrecht zur Ausbreitungsrichtung rechteckförmigen (*Flat-Top*) Strahlprofil (b) skizziert. Die Pulsenergie E_{Puls} und Schwellfluenz Φ_{th} ist für beide Fälle gleich angenommen und daraus die maximal mögliche Spotgröße auf der Waferoberfläche berechnet worden. Die Verhältnisse sind in der Abbildung richtig wiedergegeben. Für den Gaußstrahl (a) berechnet sich der maximale Spotdurchmesser zu

$$D_S = \sqrt{\frac{4}{\pi e}} \sqrt{\frac{E_{\text{Puls}}}{\Phi_{\text{th}}}} \quad (7.1)$$

bei einem Strahlradius

$$w = \sqrt{\frac{2E_{\text{Puls}}}{\pi\Phi_{\text{th}}e}}, \quad (7.2)$$

welcher durch geeignete Linsensysteme bzw. Defokussierung auf der Ebene der Waferoberfläche einzustellen ist (siehe Abschnitt 4.3.1). Für das Flat-Top-Strahlprofil (b) berechnet sich die Spotfläche zu

$$D_x D_y = \frac{E_{\text{Puls}}}{\Phi_{\text{th}}}. \quad (7.3)$$

Ein Vergleich von Gleichung (7.1) und (7.3) verdeutlicht die Vorteile einer Strahlformung zu einem Flat-Top-Profil für eine flächendeckende Lasermaterialbearbeitung. Bei gleicher Pulsenergie kann damit eine gegenüber einem Gaußstrahl ca. 2,5-fache Fläche mit einem Laserpuls bearbeitet werden.

In der Praxis hat sich für eine ganzflächig bearbeitete Fläche für den Gaußstrahl ein Spot-zu-Spot-Abstand von $d_x = d_y = D_S/\sqrt{2}$ als guter Kompromiss aus Prozesssicherheit und Prozessgeschwindigkeit erwiesen. Für das Flat-Top-Profil ist ein Spotüberlapp von 10 % in x - und y -Richtung ausreichend.

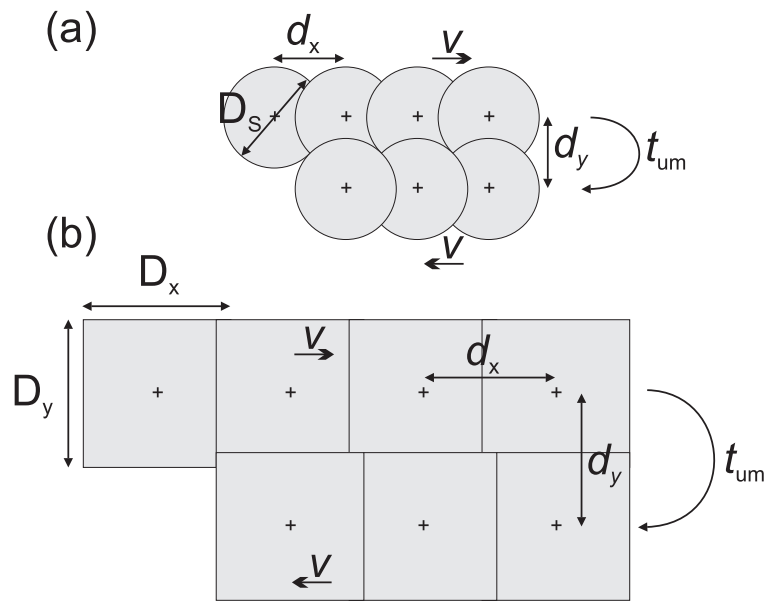


Abbildung 7.11: Skizze zur Berechnung der Prozessdauer für die Laserstrukturierung einer RISE Solarzelle. In (a) ist die Strukturierung mit einem radialsymmetrischen Gaußstrahl ($M^2 = 1$) und in (b) mit einem in x - und y -Richtung rechteckförmigen Strahlprofil (*Flat-Top*) dargestellt. In beiden Fällen ist dieselbe Pulsenergie E_{Puls} und Schwellffluenz Φ_{th} angenommen und die maximal mögliche Spotgröße auf der Waferoberfläche berechnet worden. Bei gleicher Repetitionsrate des Lasers resultiert die Prozessierung mit einem Flat-Top-Strahlprofil gegenüber einem Gaußprofil in einer größeren strukturierten Fläche in derselben Zeit (die Verhältnisse sind in der Skizze richtig wiedergegeben). Für die quadratischen Spots des Flat-Top-Profiles ist ein Spotüberlapp von 10 % der Spotgröße für die Prozesssicherheit angenommen. Für die Strukturierung mit Gaußprofil sind nicht die maximal möglichen Abstände d_x und d_y für eine flächige Deckung angenommen, da ansonsten ein in der Praxis vorkommender x -Versatz der Spotreihen nicht bearbeitete Bereiche zurücklassen würde.

Die zur Strukturierung einer Fläche A_{St} benötigte Zeit t lässt sich aus

$$t = \frac{A_{\text{St}}}{(f_{\text{R}} \times d_x) d_y} + U \times t_{\text{um}} \quad \text{für } f_{\text{R}} \times d_x \leq v_{\text{Scan}} \quad (7.4)$$

$$t = \frac{A_{\text{St}}}{v_{\text{Scan}} d_y} + U \times t_{\text{um}} \quad \text{für } f_{\text{R}} \times d_x > v_{\text{Scan}}$$

bestimmen, mit der Repetitionsrate f_{R} , der Anzahl der Umkehrungen U , der Umkehrzeit t_{um} und der Ablenkungsgeschwindigkeit v_{Scan} . Der erste Term berücksichtigt die Zeit, welche zur Strukturierung der Fläche A_{St} bei maximaler Ablenkgeschwindigkeit v_{Scan} benötigt wird. Ist $v_{\text{Scan}} > f_{\text{R}} \times d_x$, dann ist die Laserstrahlquelle der limitierende Faktor, im anderen Fall die Strahlablenkungseinheit. Stand der Technik bei sogenannten Galvo-Scannern ist eine Ablenkgeschwindigkeit von

bis zu $v_{\text{Scan}} = 13 \text{ m/s}$. Der zweite Term berücksichtigt die Zeitverluste, welche an den Umkehrpunkten entstehen. Dabei beinhaltet t_{um} die Zeitverluste, welche durch die Abbremsrampe von v_{Scan} auf 0 m/s , den y -Versatz d_y und die Beschleunigungsrampe wieder auf v_{Scan} entstehen. Der Wert für t_{um} wurde für einen kommerziell erwerblichen Scanner mit einer Ablenkgeschwindigkeit von $v_{\text{Scan}} = 10 \text{ m/s}$ zu ($t_{\text{um}} = 5,0 \pm 0,5$) ms experimentell bestimmt.

Mit Gleichung (7.1) und (7.4) und den genannten Bedingungen zur Prozesssicherheit ergibt sich für die Laserstrukturierung einer RISE-Solarzelle mit einem Gaußstrahl die Prozessdauer für den Fall $v_{\text{Scan}} > f_{\text{R}} \times d_x$ zu

$$t_{\text{Gauss}} = \Gamma A_{\text{Zelle}} \frac{\pi e \Phi_{\text{th}}}{2 f_{\text{R}} E_{\text{Puls}}} + B_{\text{Zelle}} \sqrt{\frac{\pi e \Phi_{\text{th}}}{2 E_{\text{Puls}}}} t_{\text{um}}, \quad (7.5)$$

und bei der Verwendung eines Flat-Top-Strahlprofils mit $D_x = D_y$ zu

$$t_{\text{FT}} = \Gamma A_{\text{Zelle}} \frac{\Phi_{\text{th}}}{(0.9)^2 f_{\text{R}} E_{\text{Puls}}} + B_{\text{Zelle}} \sqrt{\frac{\Phi_{\text{th}}}{0.9 E_{\text{Puls}}}} t_{\text{um}}. \quad (7.6)$$

Γ beschreibt den Anteil der zu strukturierenden Fläche an der Gesamtzellfläche A_{Zelle} . Im Folgenden wird für alle berechneten Prozesszeiten zur RISE-Strukturierung von der halben Zellfläche ausgegangen. Dies begründet sich aus dem minimalen Serienwiderstandsbeitrag der Metallgrids bei gleicher Fingerbreite für Emittter und Basis. Die Anzahl der Umkehrungen U ist mit der Breite B_{Zelle} der Solarzelle durch B_{Zelle}/d_y bestimmt. Beide Gleichungen (7.5) und (7.6) unterstreichen die Kriterien zur Auswahl der Laserstrahlquelle für die RISE-Laserstrukturierung. Festkörperlaser mit hohen Pulsenergien bei hohen Repetitionsraten sind Voraussetzung für einen schnellen Bearbeitungsprozess. Kürzere Pulsdauern und frequenzkonvertierte Strahlung erniedrigen die Schwellfluenz für den Laserabtrag und vergrößern damit bei gegebener Pulsenergie die ablatierte Fläche pro Laserpuls.

Alle im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Solarzellen wurden mit dem frequenzverdreifachten Nd:YVO₄-Laser AVIA-X (siehe Seite 33) prozessiert. Die Strahlqualität ist mit $M^2 < 1,3$ spezifiziert, so dass in guter Näherung von einem Gaußstrahl ausgegangen werden kann. Für diesen Laser wurde die Schwellfluenz Φ_{th} in Abb. 7.3 zu $2,8 \text{ J/cm}^2$ bestimmt. Für diesen Laser berechnet sich mit Gleichung (7.5) die minimale Prozesszeit zur Laserstrukturierung einer $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ großen (aus 6“ Wafer gesägten) RISE-Solarzelle zu

$$t(\text{AVIA-X}) = 62 \text{ s} + 14 \text{ s} = 76 \text{ s}.$$

Abbildung 7.12 zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme von Einzelspots auf einer oxidierten Siliciumoberfläche, welche mit dem auf Seite 34 spezifizierten Slab-Laser INNOSLAB realisiert wurden. Die spezifizierten Strahlprofile Gaußform oder Flat-Top werden beim Slab-Laser durch externe Optiken erzielt, welche aus Gründen fehlender Verfügbarkeit bei den in Abb. 7.12 gezeigten Spots aber nicht verwendet wurden. Die Intensitätsverteilung des Laserstrahls ist daher nicht bekannt. Bemerkenswert

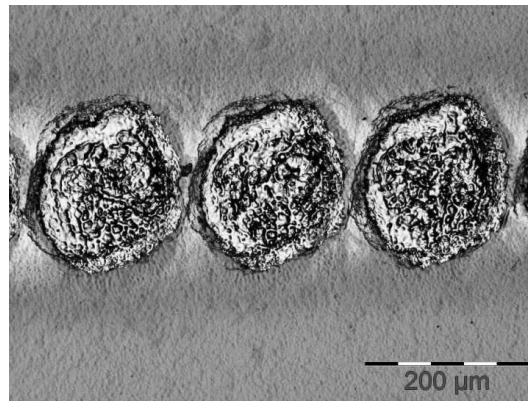


Abbildung 7.12: Lichtmikroskopaufnahme von Einzelspots auf einer oxidierten Siliciumoberfläche. Als Laserstrahlquelle wurde der *Innoslab*-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm, einer Pulsdauer von < 10 ns und einer Pulsenergie von ca. $500 \mu\text{J}$ verwendet (siehe Seite 34). Das Intensitätsprofil des Laserstrahls, welches zu diesen Einzelspots führte, ist nicht bestimmt.

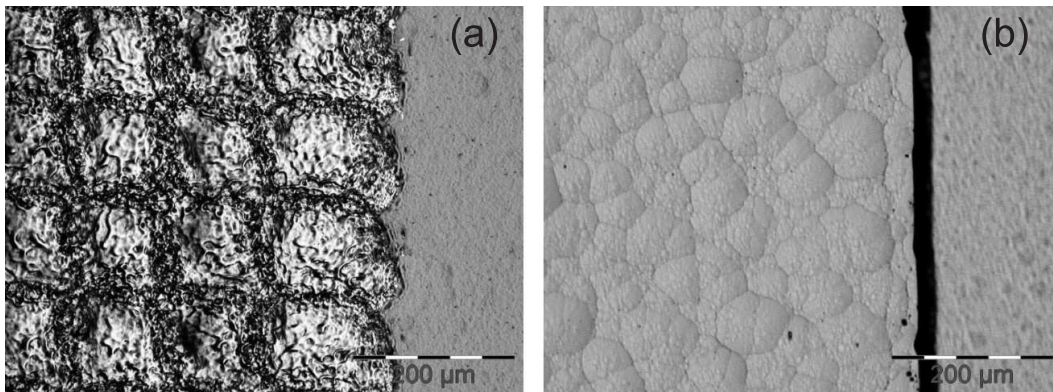


Abbildung 7.13: Lichtmikroskopaufnahme einer teilweise laserstrukturierten Fläche mit derselben Strahlquelle und Laserparametern aus Abb. 7.12. Aufnahme (a) stellt eine Aufnahme direkt nach der Laserbearbeitung und (b) nach nasschemischer Siliciumätzung dar. In beide Richtungen wurde ein Spot-zu-Spot-Abstand von $d_x = d_y = 120 \mu\text{m}$ gewählt. Nach Ätzen in einer KOH-Lösung lässt sich mit diesen Einstellungen eine ebene Oberfläche im Graben realisieren.

ist die ablatierte Fläche pro Laserpuls mit einem Durchmesser an der schmalsten Stelle von ca. $165 \mu\text{m}$. Mit der verwendeten Pulsenergie von $500 \mu\text{J}$ lässt sich für diese Strahlquelle eine obere Grenze für die Schwellfluenz zu $\Phi_{th} = 2,4 \text{ J/cm}^2$ abschätzen.

Ein Ausschnitt einer Flächenstrukturierung mit den gleichen Lasereinstellungen wie in Abb. 7.12 ist in Abb. 7.13 gezeigt. Die Aufnahme (a) zeigt die Waferoberfläche direkt nach der Laserbearbeitung und (b) nach anschließender nasschemischer Siliciumätzung. Sowohl in x -, als auch in y - Richtung wurde ein Spot-zu-Spot-Abstand von $d_x = d_y = 120 \mu\text{m}$ gewählt. Damit lässt sich nach Ätzen in einer KOH-Lösung

eine ebene Oberfläche im Graben erzielen.

Der in Abb. 7.13 verwendete Slab-Laser ist mit einem rechteckförmigen Strahlprofil bei einer Energiedichte von $3,5 \text{ J/cm}^2$ zu einer Spotgröße von $> (120 \times 120) \mu\text{m}^2$ spezifiziert, was einer Pulsenergie von $> 500 \mu\text{J}$ entspricht. Die spezifizierte Energiedichte liegt deutlich über der mit $\Phi_{th} = 2,4 \text{ J/cm}^2$ abgeschätzten Schwellfluenz für diesen Laser, so dass die Verwendung der spezifizierten Energiedichte eine hohe Prozessstabilität garantiert. Mit den angegebenen Werten ergibt sich nach Gleichung (7.6) eine Prozesszeit zur Strukturierung einer RISE Solarzelle von

$$t_1 (\text{INNOSLAB}) = 5,6 \text{ s} + 5,2 \text{ s} \approx 10 \text{ s}.$$

Das Produkt $f_R \times d_x$ beträgt dabei $9,6 \text{ m/s}$, eine fast optimale Auslastung des Scanners.

Geht man von der für diesen Slab-Laser abgeschätzten oberen Grenze der Schwellfluenz als Energiedichte im Spot aus, so lässt sich der y -Versatz von $d_y = 120 \mu\text{m}$ auf $d_y = 170 \mu\text{m}$ erhöhen. Eine $(12,5 \times 12,5) \text{ cm}^2$ RISE-Solarzelle ließe sich somit in

$$t_2 (\text{INNOSLAB}) = 7,7 \text{ s}$$

bearbeiten. Für die zu Beginn dieses Abschnittes geforderten $2,6 \text{ s}$ Prozesszeit in einer 30 MW_p -Produktionslinie bedeutet dies 3 bis 4 parallel arbeitende Lasersysteme.

Eine auf dem Slab-Konzept basierende Strahlquelle mit Frequenzvervielfachungsmodul ist nach den hier angestellten Überlegungen und Untersuchungen hinsichtlich Prozessgeschwindigkeit und Kristallschädigung eine geeignete Wahl zur Flächenstrukturierung von Siliciumsolarzellen. Die hohe Verstärkung durch eine effektive Kühlung sowie die hohe Pulsspitzenleistung bei kurzen Pulsen sind als Hauptvorteile zu nennen. Die Skalierbarkeit der mittleren Ausgangsleistung machen diesen Typ Festkörperlaser besonders attraktiv für die Massenproduktion. In naher Zukunft wird ein grüner Slab-Laser mit einer Pulsdauer im unteren Nanosekundenbereich und einer mittleren Leistung von ca. 100 W auf den Markt kommen Ref. [134] - das 2,5-fache der mittleren Ausgangsleistung der hier verwendeten Slab-Laserstrahlquelle. Eine weitere, deutliche Verkürzung der Prozesszeit pro Solarzelle ist somit zu erwarten.

Damit kann die flächige Laserstrukturierung als neue, industriell relevante Prozesstechnologie zur Massenproduktion von Siliciumsolarzellen angesehen werden. Die rasante Entwicklung der Lasertechnologie begünstigt die Wirtschaftlichkeit dieser Prozesstechnologie in zunehmenden Maße.

7.4 Auswahl der Laserstrahlquelle

Für die Auswahl der geeigneten Laserstrahlquelle zur flächigen Laserstrukturierung von Siliciumwafern wurde die laserinduzierte Tiefenschädigung experimentell untersucht und die Prozessdauer zur Strukturierung einer $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ großen RISE

Solarzelle auf Basis experimenteller Daten berechnet. Die beiden wichtigsten Laserparameter sind die Laserwellenlänge λ und die Pulsdauer t_{Puls} .

Wellenlänge λ

Für eine auf wenige Mikrometer begrenzte Tiefenschädigung sind Festkörperlaser mit frequenzkonvertierter Laserstrahlung notwendig. Die optische Eindringtiefe ist für $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$ auf $\leq 1 \mu\text{m}$ beschränkt. Die frequenzkonvertierte Laserstrahlung hat zudem gegenüber der IR-Strahlung den Vorteil einer 3 bis 4 mal geringeren Schwellfluenz Φ_{th} zur Ablation von Silicium, wodurch eine höhere Prozessgeschwindigkeit möglich ist. Die Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ wird als geeignet ausgewählt, da Festkörperlaser mit dieser Wellenlänge eine höhere mittlere Ausgangsleistung aufweisen als Festkörperlaser mit $\lambda = 355 \text{ nm}$.

Pulsdauer t_{Puls}

Für eine laserinduzierte Tiefenschädigung von $3 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$ sind Pulsdauern von $\leq 30 \text{ ns}$ notwendig. Je kürzer die Pulsdauer, desto geringer die thermische Eindringtiefe und damit auch die laserinduzierte Tiefenschädigung.

Die Schwellfluenz ist über die Proportionalität $\Phi_{\text{th}} \propto \sqrt{t_{\text{Puls}}}$ ebenfalls abhängig von der Pulsdauer. Sowohl für eine hohe Prozessgeschwindigkeit als auch eine geringe Tiefenschädigung sind daher Laserstrahlquellen mit möglichst kurzen Pulsdauern auszusuchen. Laserstrahlquellen mit Pulsdauern im Pikosekundenbereich haben derzeit eine zu geringe mittlere Ausgangsleistung um eine *flächige* Laserstrukturierung in industriell relevanten Prozesszeiten zu realisieren. Laserstrahlquellen mit Pulsdauern im Bereich 1 ns bis 30 ns sind daher auszuwählen.

Strahlformung

Die zur Ausbreitungsrichtung senkrechte Intensitätsverteilung des Laserstrahls hat einen entscheidenden Einfluss auf die Prozessgeschwindigkeit. Eine rechteckförmige Intensitätsverteilung ist hinsichtlich einer effektiven Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Pulsenergie optimal. Gegenüber einer z.B. gaußförmigen Intensitätsverteilung lässt sich dadurch eine 2,5-fach kürzere Prozessdauer realisieren.

Der in Abschnitt 4.2.1 auf Seite 34 spezifizierte Slab-Laser mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $t_{\text{Puls}} \leq 10 \text{ ns}$ erfüllt von den hier betrachteten Laserstrahlquellen die geforderten Spezifikationen zur Flächenstrukturierung von Siliciumsolarzellen am besten.

Kapitel 8

Lasertechnologie zum Bohren von Löchern in Silicium

Die Löcher im Siliciumwafer einer EWT-Solarzelle leiten die im Vorderseitenemitter gesammelten Ladungsträger auf die Rückseite, um sie dort über die Metallkontakte abzuführen. Dafür sind in einer EWT-Solarzelle typischerweise ca. 100 Löcher pro cm^2 erforderlich, um den Einfluss des Serienwiderstandes in den Löchern zu minimieren. Für eine $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ große EWT-Solarzelle bedeutet dies ca. 15000 Löcher, welche in wenigen Sekunden gebohrt werden müssen.

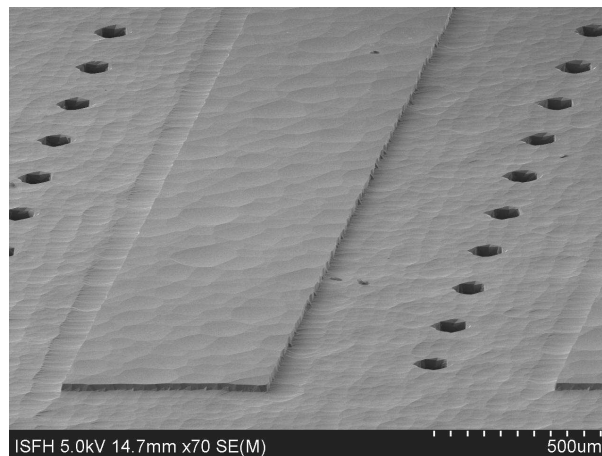


Abbildung 8.1: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von der Rückseite einer RISE-EWT Solarzelle nach der Laserstrukturierung und dem Bohren von Löchern. Der laserinduzierte Kristallschaden wurde in einer Siliciumätzze entfernt.

Zum Durchbohren eines Siliciumwafers sind eine bestimmte Anzahl von Laserpulsen N_{Pulse} nötig. Die Anzahl der Pulse skaliert tendenziell überproportional mit der Waferdicke, da das Aspektverhältnis (Lochdurchmesser/Lochtiefe) limitiert ist*. Für eine gegebene Pulsenergie wird die geringste Anzahl von Pulsen mit einer Strahlqualität des Strahls nahe $M^2 = 1$ erzielt, da hier das Strahlparameterprodukt aus Strahltaile w_0 und Fernfeldwinkel θ nach Gleichung (4.38) minimal wird und somit der geringste Materialabtrag erfolgen muss.

*Ein Aspektverhältnis von 1:10 gilt für mit einem Festkörperlaser gebohrte Löcher in Silicium als sehr guter Wert [135].

Es gibt zwei verschiedene Vorgehensweisen zum Laserstrahlbohren einer Solarzelle:

- (i) Im *Burst-Modus* wird der Laserstrahl an die jeweiligen Stellen positioniert und die Pulsfolge abgegeben, welche zum Durchbohren des Wafers nötig ist.
- (ii) Im *Fly-Modus* wird ohne Anhalten der Ablenkeinheit an den gewünschten Positionen jeweils ein Laserpuls abgegeben. Durch mehrmaliges Verfahren über die ganze Probe wird der Wafer durchbohrt.

8.1 Einfluss der Laserparameter auf den Bohrprozess

Das Laserstrahlbohren ist ein thermisches Abtragverfahren. Durch die Strahlungsenergie wird das Material erhitzt bis es schmilzt und verdampft. Der eigentliche Abtrag erfolgt durch den Austrieb von geschmolzenem Material durch den Rückstoßimpuls von expandierendem Materialdampf und durch einen Prozess der in der Literatur als „*phase explosion*“ oder „*explosive boiling*“ Ref. [136] bekannt ist. Hierbei werden flüssige Tropfen von Silicium mit einer Größe im Mikrometerbereich Ref. [137, 138] ausgestoßen, welche sich als sogenanntes „*debris*“ teilweise auf der Probenoberfläche in der Umgebung des Ablationskraters niederschlagen. Für Pulsdauern im Nanosekundenbereich und länger kommt es dabei zur Wechselwirkung von ausgetriebenem Material und einer expandierenden Plasmawolke mit der Laserstrahlung.

8.1.1 Laserintensität und Wellenlänge

Die Abhängigkeit der Bohrtiefe eines Laserpulses von der Pulsenergie bzw. Intensität ist bestimmt durch die Art des Materialabtrags. Bei ausreichendem Energieeintrag durch den Laserpuls beginnt das Material an der Oberfläche zu verdampfen. Die Verdampfungsrates ist proportional der absorbierten Leistungsdichte und bestimmt den Druck auf die Materialschmelze [139]. Überschreitet der Druck des expandierenden Materialdampfes die Oberflächenkräfte in der Schmelze, beginnt der Materialabtrag durch Schmelzaustrieb. Wird die Intensität weiter erhöht, dominiert in zunehmendem Maße der Ausstoß von flüssigen Siliciumtropfen die Abtragsrate [140]. Eine weitere Erhöhung der Intensität führt zu keiner größeren Tiefe der Abtragskrater Ref. [141], sondern lediglich zu deren Verbreiterung. Das Sättigungsverhalten ist auf die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit sich expandierendem Materialdampf und ausgetriebenem Material zurückzuführen.

Das Sättigungsverhalten der Abtragstiefe wurde in Abhängigkeit der Wellenlänge λ untersucht. In Abbildung 8.2 sind die erzielten Kratertiefen in Abhängigkeit der eingestrahnten Intensität I_0 aufgetragen. Die Materialbearbeitung erfolgte durch Einzelpulse mit dem IR-Laser „Vector“ (offene Symbole) und UV-Laser „AVIA-X“

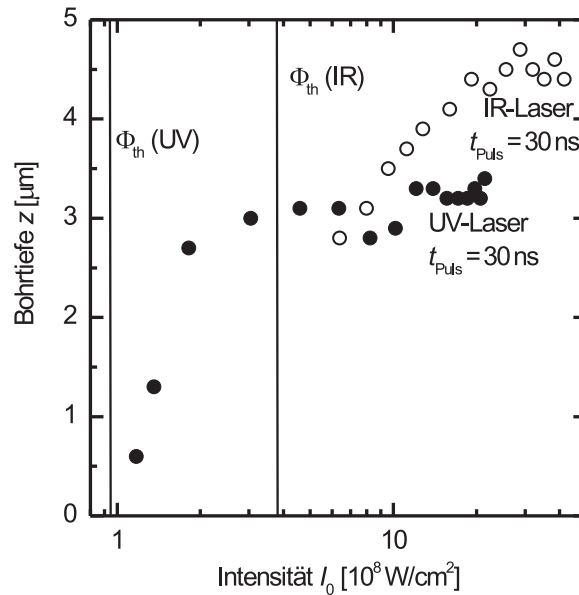


Abbildung 8.2: Mit Hilfe eines Profilometers bestimmte Abtragstiefen von Einzelpulsen in Abhängigkeit der eingestrahnten Intensität I_0 . Mit eingezeichnet sind die Schwellfluenszen aus Abb. 7.3 für den UV- und IR-Laser. Mit dem IR-Laser (offene Symbole) lassen sich bei gleicher Intensität und Pulsdauer tiefere Einzelpulskrater in Silicium realisieren als mit dem UV-Laser (gefüllte Symbole).

(gefüllte Symbole). Bei der Bearbeitung mit dem UV-Laser steigt die Bohrtiefe ab der Schwellfluens Φ_{th} (siehe Abbildung 7.3) mit steigender Intensität an und erreicht ab einer Intensität $\geq 4 \times 10^8$ W/cm 2 Werte zwischen 3 – 3,5 μ m, welche mit steigender Intensität nahezu unverändert bleiben. Die Abtragstiefen mit dem IR-Laser (offene Symbole) sind bei einer Intensität von 6-8 $\times 10^8$ W/cm 2 mit denen des UV-Lasers identisch. Mit zunehmender Intensität steigt jedoch die Bohrtiefe weiter an und liegt ab einer Intensität von ca. 20 $\times 10^8$ W/cm 2 bei einer Bohrtiefe im Bereich von 4,5 μ m.

Mit dem IR-Laser lassen sich demnach bei gleicher Intensität und Pulsdauer tiefere Abtragskrater mit einem Einzelpuls erzeugen als mit dem UV-Laser. Eine Erklärung hierfür könnte die von mehreren Autoren publizierte Abhängigkeit der durch die „phase explosion“ ausgestoßenen Tropfendichte von den optischen Eigenschaften des Materials Ref. [142–144] sein. Je geringer die optische Absorption des Materials ist, desto höher ist die Dichte der ausgestoßenen, flüssigen Tropfen. Craciun *et al.* Ref. [138] berichteten bei der Ablation von Silicium mit einem Nd:YAG IR-Laser ($\lambda = 1064$ nm, $t_{Puls} = 5$ ns) von tropfenförmigen Schmelzaustrieb ab einer Energiedichte von 3 J/cm 2 , was einer Intensität von 6 $\times 10^8$ W/cm 2 entspricht, während bei der Bearbeitung mit UV-Laserstrahlung sich kein derartiger Prozess feststellen ließ. Da der Schmelzaustrieb den Hauptbeitrag zum Massenabtrag bei der Laserablation

von Silicium leistet Ref. [140], sind Festkörperlaser in der Grundmode ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) gegenüber frequenzkonvertierter Laserstrahlung fürs Löcherbohren hinsichtlich hoher Abtragsraten vorzuziehen.

8.1.2 Pulsdauer

Nach Körner *et al.* ist die Bohrungstiefe eines Einzelpulses proportional zur Pulsdauer t_{Puls} , sofern die Tiefe der Bohrung kleiner als die Rayleigh-Länge ist [141]. Die im Rahmen dieser Arbeit zum Löcherbohren untersuchten Laserstrahlquellen haben mit den verwendeten Optiken nach Gleichung (4.12) eine typische Rayleigh-Länge im Bereich von 1-2 mm und sind damit deutlich größer als die Waferdicke.

Der höhere Materialabtrag bei längeren Pulsen konnte im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls beobachtet werden. Der in Tabelle 4.4 spezifizierte Scheibenlaser hat eine Pulsdauer von ca. $1 \mu\text{s}$ Ref. [87] im Vergleich zu den spezifizierten 30 ns des IR-Lasers der Vector-Serie (Tabelle 4.1). Die emittierten Wellenlängen von $\lambda = 1030 \text{ nm}$, bzw. $\lambda = 1064 \text{ nm}$ sind vergleichbar. Mit einer eingestrahnten Intensität im Bereich von $10 - 15 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ wurden im Burst-Modus mit dem Scheibenlaser $N_{\text{Pulse}} = 8$ Pulse zum Durchbohren eines $(300 \pm 15) \mu\text{m}$ dicken Siliciumwafers benötigt, während mit dem Nanosekunden IR-Laser zwischen 220 und 240 Pulse benötigt wurden. Dieser Unterschied kann als Einfluss der Pulsdauer interpretiert werden. Für eine hohe Abtragsrate, d.h. hohe Prozessgeschwindigkeit sind Pulsdauern von mehreren hundert Nanosekunden bis in den Mikrosekundenbereich notwendig.

Die Dauer der Laserpulse t_{Puls} ist bei der Bearbeitung im Fly-Modus nach oben begrenzt. Bei einer Ablenkgeschwindigkeit von $v_{\text{Scan}} = 10 \text{ m/s}$ legt der Laserstrahl des Scheibenlasers innerhalb der Pulsdauer von $1 \mu\text{s}$ bereits eine Strecke von $10 \mu\text{m}$ zurück. Eine weitere Erhöhung der Pulsdauer würde eine veränderte Lochgeometrie mit erhöhtem Materialabtrag zur Folge haben. Eine Reduktion der Ablenkgeschwindigkeit ist hinsichtlich kurzer Prozessdauern nicht wünschenswert.

Einfluss des Bearbeitungsmodus auf die Bohrtiefe pro Laserpuls

In einem Experiment wurden mit dem Scheibenlaser ca. 15000 Löcher in einen $(300 \pm 15) \mu\text{m}$ dicken Siliciumwafer sowohl im Burst-Modus, als auch im Fly-Modus gebohrt. Während im Burst-Modus $N_{\text{Pulse}} = 8$ Pulse zum Durchbohren nötig waren, konnte im Fly-Modus dasselbe Resultat bereits nach $N_{\text{Pulse}} = 6$ Laserpulsen erzielt werden.

Im Burst-Modus werden direkt nacheinander an der gleichen Stelle mehrere Pulse abgegeben. Der Zeitabstand zwischen zwei Pulsen betrug beim Lochbohren mit dem Scheibenlasers ca. $65 \mu\text{s}$. Wenn der zweite Puls erfolgt, ist eventuell der Materialaustrieb durch den ersten Puls noch nicht beendet, so dass die Strahlung durch die Materialpartikel teilweise abgelenkt bzw. absorbiert wird. Im Fly-Modus verfährt der Strahl erst über die gesamte Probe, bevor eine Stelle wiederholt getroffen wird. Der Zeitabstand von zwei aufeinanderfolgenden Pulsen an derselben Stelle liegt hier im Sekundenbereich. Hinsichtlich Abtragsrate pro Puls ist der Fly-Bearbeitungsmodus gegenüber dem Burst-Modus vorzuziehen.

8.2 Experimentelle Bestimmung laserinduzierter Kristallschädigung

Der Einfluss der Pulsdauer auf die mechanischen und thermischen Auswirkungen in Si wurde bereits von Luft *et al.* im Bereich von 200 fs bis 50 ns mit Hilfe von TEM-Aufnahmen (*Transmission Electron Micrograph*) untersucht [145]. Die Ausdehnung der Wärmeeinflusszone, d.h. die Ausbildung von Versetzungen und Mikrorissen wurde anhand der TEM-Untersuchungen pulsdauerunabhängig auf $5\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ bestimmt. Es ließ sich demnach kein Einfluss der Pulsdauer auf die Kristallschädigung feststellen.

In diesem Abschnitt wird eine experimentelle Untersuchung vorgestellt, welche die Auswirkung einer Schädigung des Kristalls auf für Solarzellen relevante Größen quantifiziert.

8.2.1 Experiment und Probenpräparation

Für die quantitative Untersuchung der Kristallschädigung nach Laserbohren wurden im Rahmen dieser Arbeit die Proben nach der Laserbearbeitung und anschließender ganzflächiger Emitterdiffusion mit Hilfe der QSSPC-Methode vermessen. Die in Abhängigkeit der Beleuchtungsintensität bestimmte Überschussladungsträgerdichte Δn wurde in eine implizierte $J_{\text{sc}} - V_{\text{oc}}$ Charakteristik überführt (siehe Abschnitt 2.2.2) und die Wertepaare mit dem Zweiodenmodell (siehe Abbildung 2.1 auf Seite 17) angepasst. Aus dem Fit wurde die Sättigungsstromdichte der zweiten Diode J_{02} in $[\text{A}/\text{cm}^2]$ extrahiert und über die Lochdichte im Wafer D_{Loch} der Sättigungsstrom pro Loch $J_{02,\text{Loch}}$ in $[\text{A}]$ bestimmt. Je höher der Wert von $J_{02,\text{Loch}}$ ist, desto höher ist die Rekombination in der RLZ, verursacht durch eine laserinduzierte Kristallschädigung. Mit einer Variation der Ätzzeit in der KOH-Ätzlösung nach Laserbearbeitung kann die Ätzzeit bestimmt werden, nach welcher der laserinduzierte Schaden an den Wandungen der Löcher entfernt ist.

Als Ausgangsmaterial wurden Bor-dotierte FZ-Siliciumwafer mit einem spezifischen Widerstand von $(3,5 \pm 0,5)\ \Omega\text{cm}$ und einer Dicke von $(300 \pm 15)\ \mu\text{m}$ verwendet. Auf einem $48 \times 48\ \text{mm}^2$ großen Bereich wurden Löcher mit Lochabständen von 0,4 mm und 0,6 mm gebohrt, also insgesamt 14400 bzw. 6400 Löcher. Nach der Laserbearbeitung erfolgte der Ätzschritt in 10 %-iger KOH-Lösung, wobei die Ätzdauer von 0 bis 6 Minuten variiert wurde. Nachdem die Verbindungskanäle gebohrt und geätzt wurden, erfolgte eine Phosphordiffusion im Rohofen. Auf planarer Fläche stellt Abbildung 6.7 das Dotierprofil nach der POCl_3 -Diffusion dar. Der Schichtwiderstand nach Diffusion beträgt $R_{\text{sheet}} = 40\ \Omega/\text{sq}$. Die RLZ befindet sich ca. 500 nm unterhalb der Siliciumoberfläche.

8.2.2 Auswertung der implizierten $J_{sc} - V_{oc}$ Charakteristik

In Abbildung 8.3 sind die Sättigungsströme pro Loch $J_{02,Loch}$ in Abhängigkeit der Ätzdauer aufgetragen. Mit zunehmender Ätzdauer wird mehr geschädigtes Silicium an den Wänden der Löcher abgetragen, was sich in einem geringeren $J_{02,Loch}$ wieder spiegelt. Sättigungsströme von $J_{02,Loch} = 2 \times 10^{-11}$ A liegen innerhalb der Schwankungsbreite der Mess- und Auswertetechnik, sie sind im Diagramm nicht aufgeführt. Nach 2 Minuten Ätzdauer kann in den Löchern, welche mit dem UV-Laser gebohrt wurden ($N_{Pulse} = 250$), keine Kristallschädigung mehr nachgewiesen werden. Im Falle des Scheibenlasers ist nach einer Ätzzeit von 3 Minuten sowohl bei der Bearbeitung im Burst-Mode, als auch im Fly-Mode der Schaden entfernt. Tendenziell zeigen die Löcher, welche im Fly-Mode gebohrt werden eine geringere Kristallschädigung als Löcher, welche im Burst-Mode gebohrt werden. Die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Materialaustrieb verursacht durch den vorhergehenden Laserpuls eine stärkere Schädigung des Siliciumkristalls, weshalb hinsichtlich laserinduzierter

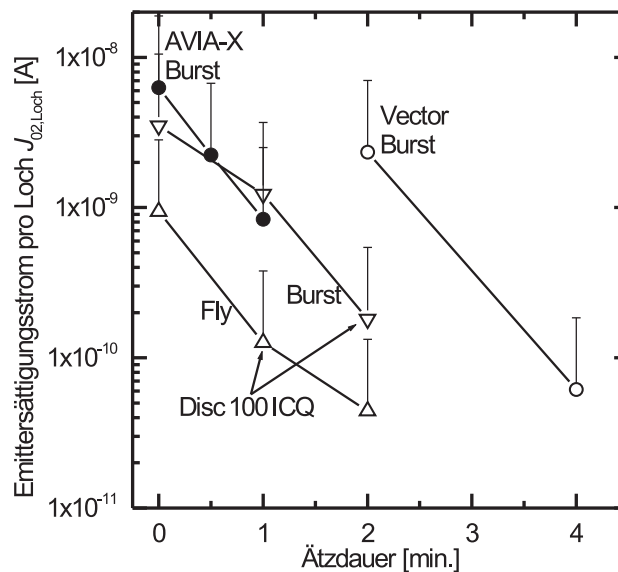


Abbildung 8.3: Aus der implizierten $J_{sc} - V_{oc}$ Charakteristik extrahierter Sättigungsstrom pro Loch $J_{02,Loch}$ in Abhängigkeit der Ätzdauer in einer Si-Schadensätze nach dem Laserstrahlbohren. Die Verbindungslinien stellen keine Messpunkte dar, sondern dienen der besseren Übersicht. Mit eingezeichnet ist die Fehlerabschätzung nach oben. Mit zunehmender Ätzdauer nimmt $J_{02,Loch}$ ab. Werte unterhalb von 2×10^{-11} A sind nicht aufgeführt, sie liegen im Bereich der Mess- bzw. Auswertungsschwankung und können auch an Proben ohne laserinduzierten Kristallschaden auftreten. Für den UV-Laser „AVIA-X“ ist nach 2 min. Ätzdauer keine Schädigung mehr nachweisbar, für den Scheibenlaser ist sowohl im Burst-Mode, als auch Fly-Mode der Schaden nach 3 min. entfernt.

Kristallschädigung der Fly-Modus gegenüber dem Burst-Modus vorzuziehen ist.

8.3 Prozessgeschwindigkeit für eine RISE-EWT Solarzelle

Hinsichtlich der Prozessgeschwindigkeit gilt für das Löcherbohren dieselbe Vorgabe wie für das Flächenstrukturieren. Für eine typische Produktionslinie mit 30 MW_p Kapazität pro Jahr wurde in Abschnitt 7.3 für eine $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ große RISE-Solarzelle eine Prozesszeit von ca. 2,6 s pro Solarzelle abgeschätzt.

Die zum Löcherbohren einer Solarzelle benötigte Prozesszeit berechnet sich im Burst-Modus zu

$$t_{\text{Burst}} = \frac{B_{\text{Zelle}}}{d_{\text{Index}}} \times \left[\frac{L_{\text{Zelle}}}{d_{\text{Loch}}} \times \left(\frac{N_{\text{Pulse}}}{f_{\text{R}}} + t_{\text{LL}} \right) \right], \quad (8.1)$$

mit der Breite B_{Zelle} und Länge L_{Zelle} der Solarzelle, dem Fingerindex d_{Index} als Abstand der Emitterfinger zueinander, dem Abstand d_{Loch} zwischen zwei benachbarten Löchern eines Emitterfingers und der Repetitionsrate f_{R} . Mit $t_{\text{LL}}(d_{\text{Loch}})$ ist die Zeit angegeben, welche für die Strahlpositionierung von einer Lochposition zum benachbarten Loch benötigt wird und ist somit eine Funktion von d_{Loch} . Typische Lochabstände entlang eines Emitterfingers liegen im Bereich von $500 \mu\text{m}$ bis $1,5 \text{ mm}$. Innerhalb dieser kurzen Distanz kommt die Strahlableitung nicht auf ihre maximal mögliche Geschwindigkeit, so dass sich $t_{\text{LL}}(d_{\text{Loch}})$ durch die Beschleunigung bzw. Verzögerung der Ablenkungseinheit berechnet. Für einen derzeit handelsüblichen Galvo-Scanner wurde eine konstante Beschleunigung und Verzögerung von $a_{\text{Scan}} = 1500 \text{ m/s}^2$ experimentell nach unten abgeschätzt. Mit $t_{\text{LL}} = \sqrt{4d_{\text{Loch}}/a_{\text{Scan}}}$ ist demnach die Ablenkzeit von Loch zu Loch nach oben hin abgeschätzt. Im Burst-Modus kann die Zeit für den Versatz um d_{Index} am Ende eines jeden Emitterfingers vernachlässigt werden.

Im Fly-Modus berechnet sich die Prozesszeit zu

$$\begin{aligned} t_{\text{Fly}} &= N_{\text{Pulse}} \times \frac{B_{\text{Zelle}}}{d_{\text{Index}}} \times \left(\frac{L_{\text{Zelle}}}{f_{\text{R}} d_{\text{Loch}}} + t_{\text{um}} \right) && \text{für } f_{\text{R}} \times d_{\text{Loch}} \leq v_{\text{Scan}} \\ t_{\text{Fly}} &= N_{\text{Pulse}} \times \frac{B_{\text{Zelle}}}{d_{\text{Index}}} \times \left(\frac{L_{\text{Zelle}}}{v_{\text{Scan}}} + t_{\text{um}} \right) && \text{für } f_{\text{R}} \times d_{\text{Loch}} > v_{\text{Scan}}, \end{aligned} \quad (8.2)$$

mit der Ablenkgeschwindigkeit v_{Scan} und der Umlenkgeschwindigkeit t_{um} (siehe dazu Abbildung 7.11 auf Seite 88). Der Wert t_{um} wurde wie auf Seite 89 für einen handelsüblichen Scanner mit einer Ablenkgeschwindigkeit von $v_{\text{Scan}} = 10 \text{ m/s}$ zu $(5,0 \pm 0,5) \text{ ms}$ experimentell bestimmt.

In Abbildung 8.4 sind nach Gleichung (8.1) und (8.2) für beide Bearbeitungsmodi die berechneten Prozesszeiten für das Bohren der Löcher einer $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ RISE-EWT Solarzelle in Abhängigkeit der pro Loch benötigten Anzahl von Laspulsen N_{Pulse} dargestellt. Zur Berechnung wurde eine typische Lochdichte von

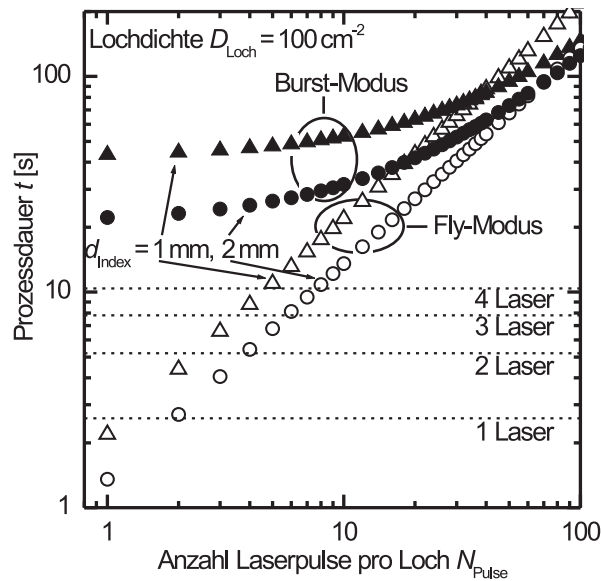


Abbildung 8.4: Nach Gleichung (8.1) und (8.2) berechnete Prozesszeit zum Löcherbohren einer $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ RISE-EWT Solarzelle in Abhängigkeit der benötigten Anzahl N_{Pulse} von Laserpulsen pro Loch. Die Prozesszeiten wurden für zwei Fingerindizes von 1 mm (Dreiecksymbole) und 2 mm (Kreise) berechnet, welche eine untere bzw. obere Grenze des in der Praxis vorkommenden Fingerindex darstellt. Mit eingezeichnet ist die vorgegebene Prozesszeit von 2,6 s sowie Vielfache davon und die damit verbundene Anzahl der jeweils benötigten Laseranlagen. Nur im Fly-Modus kann eine akzeptable Prozesszeit von $< 10 \text{ s}$ eingehalten werden.

$D_{\text{Loch}} = 100 \text{ cm}^{-2}$ angenommen. Desweiteren wurde die für den Scheibenlaser spezifizierte Repetitionsrate $f_R = 15 \text{ kHz}$ (siehe Abschnitt 4.2.1) verwendet sowie eine realistische Strahlableitungsgeschwindigkeit von $v_{\text{Scan}} = 10 \text{ m/s}$. Die Prozesszeiten wurden für zwei Fingerindizes von 1 mm (Dreiecksymbole) und 2 mm (Kreise) berechnet. Diese Werte stellen eine untere bzw. obere Grenze von typischen Fingerabständen für RISE-EWT Solarzellen dar.

In der Massenproduktion schließt sich das Bearbeitungsverfahren im Burst-Modus aus. Desweiteren zeigt sich in Abbildung 8.4, dass die Laserstrahlquelle das Potential haben muss, den Wafer mit weniger als 8 Laserpulsen zu durchbohren, um die Prozessdauer auf unter 10 Sekunden zu begrenzen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte mit dem auf Seite 36 spezifizierten Scheibenlaser das Durchbohren eines $300 \mu\text{m}$ dicken Siliciumwafers mit 6 Laserpulsen im Fly-Bearbeitungsmodus gezeigt werden. Ein laserinduzierter Schaden konnte bei diesen Löchern nach einer Ätzzeit von 3 Minuten in der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Ätzlösung nicht mehr nachgewiesen werden.

Bei der Verarbeitung von ca. $200 \mu\text{m}$ dünnen Wafers in der Produktion kann mit den hier vorgestellten Untersuchungen für den Scheibenlaser von vier Laserpulsen pro

Loch ausgegangen werden, so dass der Durchsatz für eine 30 MW_p Produktionslinie mit drei parallel arbeitenden Laserstationen erreicht werden kann.

8.4 Auswahl der Laserstrahlquelle

Für die Auswahl der geeigneten Laserstrahlquelle zum Bohren von Löchern in Siliciumwafer wurde die laserinduzierte Schädigung experimentell untersucht und die Prozessdauer zur Laserbearbeitung einer $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ großen RISE-EWT Solarzelle auf Basis experimenteller Daten berechnet. Die beiden wichtigsten Laserparameter sind die Laserwellenlänge λ und die Pulsdauer t_{Puls} .

Wellenlänge λ

IR-Laserstrahlung zeigt gegenüber frequenzkonvertierter Laserstrahlung bei *gleicher Pulsdauer und Pulsenergie* eine höhere Bohrtiefe pro Laserpuls. Zum Durchbohren eines Siliciumwafers mit einer bestimmten Dicke sind mit dem IR-Laser daher weniger Pulse nötig als mit Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$. Die experimentelle Untersuchung der laserinduzierten Schädigung zeigt keine Abhängigkeit von der verwendeten Wellenlänge, so dass hinsichtlich einer hohen Prozessgeschwindigkeit Festkörperlaser in ihrer Grundwellenlänge im IR-Bereich auszuwählen sind.

Pulsdauer t_{Puls}

Die Bohrtiefe eines Einzelpulses ist proportional zur Pulsdauer t_{Puls} . Eine möglichst große Pulsdauer ist demnach für eine hohe Prozessgeschwindigkeit von Vorteil. Die Dauer der Laserpulse t_{Puls} ist durch die Verfahrensgeschwindigkeit des Laserstrahls auf der Probenoberfläche nach oben begrenzt. Bei einer typischen Ablenkgeschwindigkeit von $v_{\text{Scan}} = 10 \text{ m/s}$ legt der Laserstrahl des Scheibenlasers innerhalb der Pulsdauer von $1 \mu\text{s}$ bereits eine Strecke von $10 \mu\text{m}$ zurück. Eine Abhängigkeit der laserinduzierten Schädigung von der Pulsdauer konnte nicht beobachtet werden. Laserstrahlquellen mit Pulsdauern von mehreren hundert Nanosekunden bis einige Mikrosekunden sind für das Bohren von Löchern in Siliciumwafern auszuwählen.

Der in Abschnitt 4.2.1 auf Seite 36 spezifizierte Scheibenlaser mit $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und $t_{\text{Puls}} \approx 1 \mu\text{s}$ erfüllt von den hier betrachteten Laserstrahlquellen die geforderten Spezifikationen zum Bohren von Löchern in Siliciumsolarzellen am besten.

Kapitel 9

Metallisierung und selbstjustierende Kontakttrennung

9.1 Ganzflächige Metallisierung durch physikalische Dampfphasenabscheidung

Die Metallisierung von RISE Solarzellen erfolgt mittels physikalischer Dampfphasenabscheidung (PVD: „*physical vapour deposition*“). Dabei wird die Rückseite der Zelle mittels Elektronenstrahl-Verdampfung im Hochvakuum ganzflächig bedampft, Schattenmasken kommen bei der Herstellung der RISE Zelle nicht zum Einsatz. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit betrachteten RISE Solarzellen wurde ohne Ausnahme Aluminium (99,999 %) als Kontaktmaterial verwendet. Die Dicke der aufgedampften Aluminiumschicht beträgt für alle hier vorgestellten Solarzellen unabhängig von deren Zellgröße $(15 \pm 3) \mu\text{m}$. Für eine $(10 \times 10) \text{cm}^2$ große Solarzelle bedeutet dies einen analytisch berechneten Serienwiderstandsbeitrag der beiden Metallgrids zusammen von $(0, 20 \pm 0, 04) \Omega\text{cm}^2$ bei gleicher Aufteilung der Emitter- und Basisfingerbreiten.

Zusammen mit der Laserstrukturierung bildet die maskenlose Metallisierung einen Kernpunkt der hier vorgestellten RISE-Technologie. Das Vermeiden von Schattenmasken umgeht eine kritische und aufwendige Justage der Masken sowie ein kostenintensives Abätzen der Masken nach dem Aufdampfprozess. Die Kombination aus Laserablation und Aufdampfen ermöglicht die komplett maskenlose Prozessierung der RISE Solarzellen und erlaubt dadurch die Realisierung feinsten Strukturen, da Toleranzen von Justageeinheiten und Handlungseinheiten entfallen.

Die Kontakttrennung erfolgt nach ganzflächiger Metallisierung selbstjustierend an den Flanken der rückseitigen Grabenstruktur am Übergang zwischen Emitter- und Basisgebiet. Die selbstjustierende Kontakttrennung erlaubt eine variable Geometrie der Emitter-/Basisdefinition mittels Laserstrukturierung ohne Auswirkung auf die spätere Metallisierung. So kann zum Beispiel auf einen veränderlichen spezifischen Widerstand des Ausgangsmaterials mit einem optimierten Fingerindex im Laserbearbeitungsprogramm flexibel reagiert werden.

9.2 Prinzip der selbstjustierenden Kontakttrennung

Aufgrund des niedrigen Druckes während der Aufdampfung ($\approx 10^{-6}$ mbar) besitzen die verdampften Metallatome eine große freie Weglänge und bilden einen gerichteten Aufdampfstrom. Bei zur Waferoberfläche senkrechter Aufdampfung schließt die Normale der Flanken der Grabenstruktur einen effektiven Aufdampfwinkel zum Aufdampfstrom ein. Dieser Aufdampfwinkel hat Einfluss auf das Wachstum der Aluminiumschicht an diesen Flanken. Eine detaillierte Beschreibung und Charakterisierung von schräg im Hochvakuum aufgedampftem Aluminium findet sich in Ref. [126, 146, 147] sowie in den dort angegebenen Referenzen.

Die mikroskopische Struktur von aufgedampften Metallschichten wird im Wesentlichen von (i) geometrischer Abschattung, (ii) Oberflächendiffusion, (iii) Diffusion im Volumen des aufgedampften Metalls und (iv) Desorption bestimmt. Bei vielen reinen Metallen kann anhand des Struktur-Zonen-Modells eine Vorhersage des Wachstumsprozesses bei senkrechter Aufdampfung in Abhängigkeit der Schmelztemperatur des Metalls und der Temperatur des zu bedampfenden Substrats gemacht werden [148]. Bei den hier auftretenden Substrattemperaturen während der Aufdampfung zwischen Raumtemperatur und 100°C dominieren im Falle von Aluminium Diffusionsprozesse an der Oberfläche der aufgedampften Schicht. Abschattungseffekte treten bei steigender Temperatur in den Hintergrund, die Schicht wächst dicht auf. Bei schräg aufgedampften Schichten, d.h. die Aufdampfrichtung schließt einen gewissen Winkel zur Oberflächennormalen ein, treten *Selbstabschattungseffekte* auf. Diese Effekte bestimmen mit zunehmendem Aufdampfwinkel das Schichtwachstum. Aufgrund der Selbstabschattung entstehen zur Aufdampfquelle hin geneigte *Kolumnarstrukturen*, welche auch als *Säulen* oder *Stengel* bezeichnet werden.

Abbildung 9.1 zeigt zwei Rasterelektronenmikroskopaufnahmen von der Rückseite einer RISE Solarzelle nach der Metallisierung mit $15\ \mu\text{m}$ Aluminium. Der Restgasdruck während der Aufdampfung betrug ca. 1×10^{-6} mbar. Aufgrund von Selbstabschattung während der Aufdampfung bilden sich an den Flanken der Grabenstruktur einzelne Aluminiumstengel mit Durchmessern von bis zu $3\ \mu\text{m}$ aus. Zwischen den Stengeln entstehen Lücken von Aluminium, die Schicht erscheint daher porös. Auf der Ebene wächst das Metall hingegen dicht auf und weist eine glatte Oberfläche auf.

Kontakttrennung durch Aluminiumätzprozess

Dieser Prozess basiert auf einer nasschemischen Entfernung des an den Flanken aufgedampften Aluminiums. Als Aluminiumätzmittel wird eine Lösung aus Phosphor-, Salpeter- und Essigsäure bei einer Temperatur von 70°C verwendet. In einer experimentellen Charakterisierung schräg aufgedampfter Al-Schichten zeigt Ref. [146] eine Abnahme der Schichtdichte mit zunehmendem Aufdampfwinkel aufgrund zunehmender Porosität bzw. Stengelwachstums. Des Weiteren wird eine Zunahme der Ätzrate in [$\mu\text{m}/\text{min}$] mit zunehmendem Aufdampfwinkel beobachtet. Das Produkt

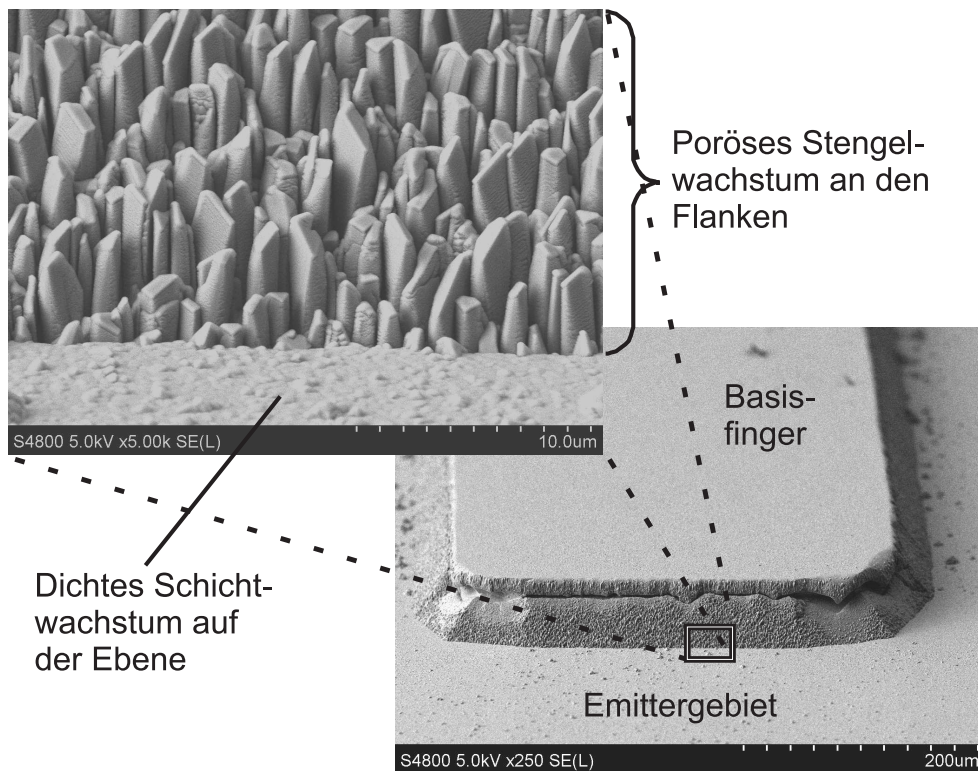


Abbildung 9.1: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen von der Rückseite einer RISE Solarzelle nach der Metallisierung mit $15\ \mu\text{m}$ Aluminium. An den Flanken der Grabenstruktur wächst die Aluminiumschicht porös auf, während auf der Ebene die Metallschicht ein dichtes Wachstum zeigt.

aus Ätzrate und Schichtdichte, d.h. Massenabtrag pro Fläche und Zeit, bleibt für die in der Praxis relevanten Prozessbedingungen jedoch in erster Näherung konstant für alle Aufdampfwinkel zwischen 0° und 90° . Dies bedeutet, für den Abtrag schräg aufgedampfter Al-Schichten mit der beschriebenen Al-Ätzlösung und Ätztemperatur ist lediglich die aufgedampfte Masse pro Fläche relevant, die Morphologie der Schicht kann unbeachtet bleiben. Das Prozessfenster der Kontakttrennung, d.h. der Ätzzeit, ist daher durch das Verhältniss der auf die planaren Emitter- und Basisgebieten aufgedampften Masse pro Fläche zu der auf den Flanken der Grabenstruktur bestimmt. Dieses Verhältniss ist durch eine einfache trigonometrische Funktion des Winkels, welcher die Schräge der Flanken zu der planaren Waferoberfläche einschließt, bestimmt.

9.3 Kontakttrennung mit aufgebrachtter Ätzbarriere

Die Idee einer selbstjustierenden Kontakttrennung an Höhenstufen mit einer auf dem Kontaktmaterial aufgedampften Ätzbarriere wurde bereits 1988 von Sinton *et*

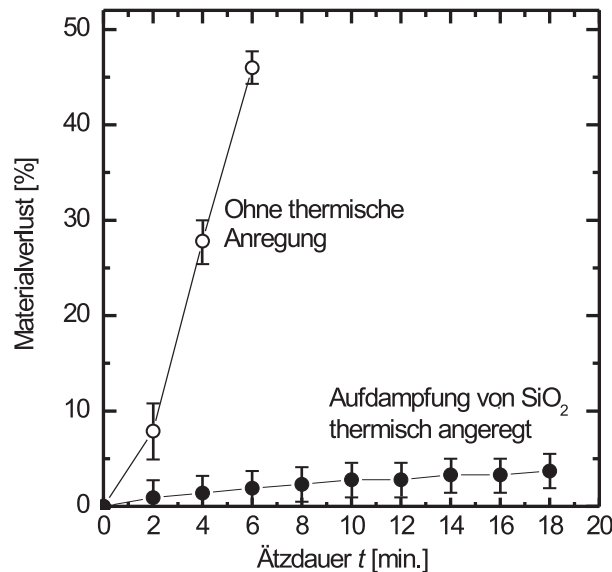


Abbildung 9.2: Auf $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ großen KOH-geätzten planaren Siliciumwafern wurden $10 \mu\text{m}$ Al und darauf 250 nm SiO_x aufgedampft. Das Aluminium wurde ohne erhöhte Substrattemperatur aufgedampft. Während der Aufdampfung der SiO_x -Schicht wurde die Substrattemperatur in einem Fall nicht erhöht (offene Symbole) und im anderen Fall auf 140°C (gefüllte Symbole) gehalten. Der Massenabtrag in der Al-Ätze wird durch Wiegen bestimmt und ist in Prozent des aufgedampften Aluminiums aufgetragen. Eine deutliche Verlängerung der Ätzdauer bei gleichem Materialabtrag ist für den thermisch angeregten Fall zu sehen.

al. vorgestellt [47]. In einem Aluminiumätzschritt wurde an einer etwa $3 \mu\text{m}$ hohen Stufe eine $2 \mu\text{m}$ dicke, ganzflächig aufgebrachte Aluminiumschicht mit einer 300 nm dicken Deckschicht aus Titan selbstjustierend getrennt.

SiO_x als Ätzbarriere

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten RISE Solarzellen wurden mit einer aufgedampften SiO_x -Schicht als Ätzbarriere auf der Aluminiummetallisierung prozessiert. Die Aufdampfung der Ätzbarriere erfolgt direkt nach der Verdampfung von Al in demselben Vakuumprozess. Die Dicke der SiO_x -Schicht wurde zwischen 200 nm und 300 nm gewählt. Mit dieser Schichtdicke konnte eine vollständige Bedeckung der auf planaren Siliciumoberflächen aufgedampften Al-Schichten erreicht werden. Als wichtiger Prozessparameter hinsichtlich einer hohen Ätzstabilität solcher aufgedampften Al/ SiO_x -Doppelschichten erwies sich die Substrattemperatur während der SiO_x -Aufdampfung. Abbildung 9.2 zeigt diese Abhängigkeit, indem der Aluminiumabtrag in der Ätzlösung über die Zeit bestimmt wurde. Auf $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ großen, KOH-geätzten planaren Siliciumwafern wurden $10 \mu\text{m}$ Aluminium und dar-

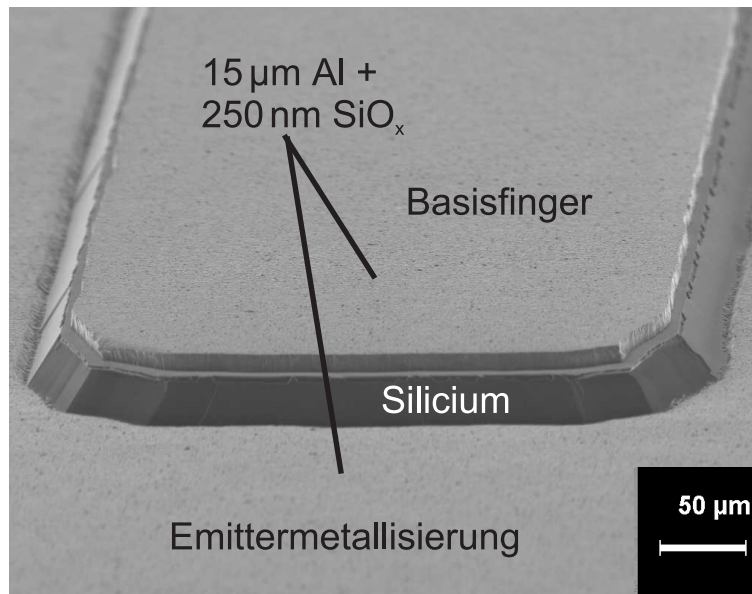


Abbildung 9.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Zellerückseite einer RISE Solarzelle nach Metallisierung der Solarzelle und anschließender selbstjustierender Kontakttrennung. Der Basismetallfinger auf dem erhöhten Gebiet ist deutlich isoliert von der Emittermetallisierung im Graben. Die selbstjustierende Kontakttrennung erfolgt an den Grabenflanken, wo sich der n^+/p^+ -Übergang befindet.

auf 250 nm SiO_x aufgedampft. In einem Fall wurde während dem Aufdampfen der SiO_x-Schicht die Substrattemperatur nicht erhöht (offene Symbole) und im anderen Fall wurde das Substrat auf einer Temperatur von 140 °C (gefüllte Symbole) gehalten. Der Materialabtrag wurde durch Wiegen bestimmt und als prozentualer Anteil des gesamten aufgedampften Aluminiums aufgetragen. Für den thermisch angeregten Fall ist für den gleichen Materialabtrag eine wesentlich längere Ätzdauer nötig. Eine Erklärung ist die durch die thermische Anregung erhöhte Oberflächendiffusion des aufgedampften SiO_x, welche zu einer dichteren Bedeckung der Al-Schicht führt. Ein geringerer Materialverlust auf planarer Waferoberfläche verbreitert das Prozessfenster in der Kontakttrennung und führt zu einer erhöhten Prozessstabilität. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit metallisierten Solarzellen wurde das (200 ± 50) nm dicke SiO_x bei einer Temperatur von 150 °C aufgedampft.

Die wenige hundert Nanometer dünne SiO_x-Schicht kann die Kolumnarstruktur mit mehreren Mikrometer großen Aluminiumstengeln an den Flanken der Grabenstruktur nicht vollständig bedecken. Während des Kontakttrennungprozesses unterätzt die Metallätze die poröse Ätzschutzschicht und entfernt das Aluminium an den Flanken. Die Basismetallisierung wird somit selbstjustierend von der Emittermetallisierung elektrisch getrennt.

Abbildung 9.3 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme von der Rückseite einer RISE Solarzelle nach der Kontakttrennung. Die Grabentiefe beträgt hier zwischen 40 µm und 45 µm, die Dicke der aufgedampften Aluminiumschicht (15 ± 3) µm.

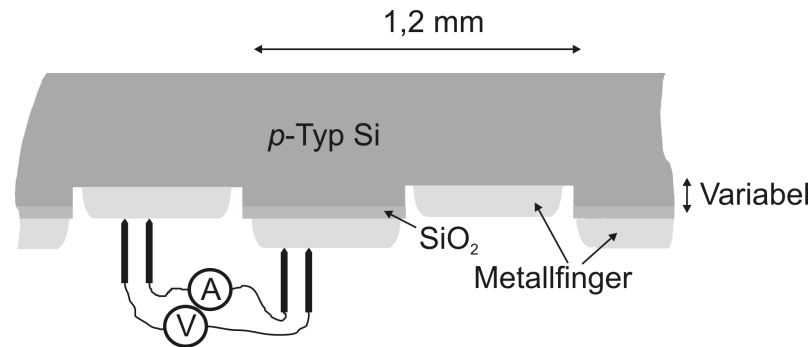


Abbildung 9.4: Zellstruktur mit variabler Grabtiefe zur experimentellen Evaluierung der minimalen Grabtiefe für einen stabilen Kontakttrennungsprozess. Der Isolationswiderstand zwischen Emitter- und Basismetallisierung wird mittels 4-Spitzenmessung bestimmt. Die einzelnen Finger gleicher Polarität sind über den jeweiligen Busbar elektrisch miteinander verbunden.

Hinsichtlich der Tendenz in der PV-Industrie hin zur Prozessierung dünnerer Siliciumwafer ist für eine industrielle Umsetzung der RISE-Technologie die minimal nötige Grabtiefe für den selbstjustierenden Kontakttrennungseffekt von Interesse.

Minimale Grabtiefe für die RISE-Kontakttrennung

Zur experimentellen Evaluierung der minimal notwendigen Grabtiefe wurden Zellstrukturen nach Abb. 9.4 mit variabler Grabtiefe hergestellt. Die Grabtiefe wurde nach der Laserstrukturierung über die Ätzzeit in einer KOH-Ätzlösung eingestellt und betrug zwischen $(5 \pm 1) \mu\text{m}$ und $(26 \pm 1) \mu\text{m}$. Die Dicke der aufgedampften Aluminiumschicht betrug für alle Zellstrukturen $(15 \pm 3) \mu\text{m}$. Wir beobachten, dass das Verhältniss aus aufgedampfter Metallschichtdicke zu Grabtiefe maßgeblich die Stabilität des Kontakttrennungsprozesses bestimmt.

Für jede Grabtiefe wurden sechs $(2 \times 2) \text{cm}^2$ große Zellenstrukturen mit einem Fingerindex von 1,2 mm hergestellt. Insgesamt entspricht das einer zu trennenden Mäanderlänge von 0,4 m je Grabtiefe. Durch Wiegen der Zellstrukturen vor und nach der Kontakttrennung wurde die Masse des abgetragenen Aluminiums in Prozent des gesamten aufgedampften Metalls bestimmt. Kriterium war die erfolgreiche Kontakttrennung *aller* Zellstrukturen, d.h. der Anteil des abgetragenen Aluminiums vom gesamten aufgedampften Aluminium dient als Maß für die Zuverlässigkeit des Prozesses. Die Kontakttrennung gilt als erfolgreich, wenn der gemessene Isolationswiderstand $\geq 100 \text{k}\Omega\text{cm}^2$ ist, groß genug um einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Effizienz einer Solarzelle zu garantieren.

In Abb. 9.5 ist der prozentuale Verlust des aufgedampften Aluminiums während des Kontakttrennungsprozesses für die verschiedenen Grabtiefen aufgetragen. Die geschlossenen Symbole stellen den Mittelwert der jeweils sechs Zellstrukturen dar und als Fehlerbalken ist die Standardabweichung als Maß für die Prozessschwankungen aufgetragen. Als offenes Symbol ist die Probe mit maximalem Materialabtrag

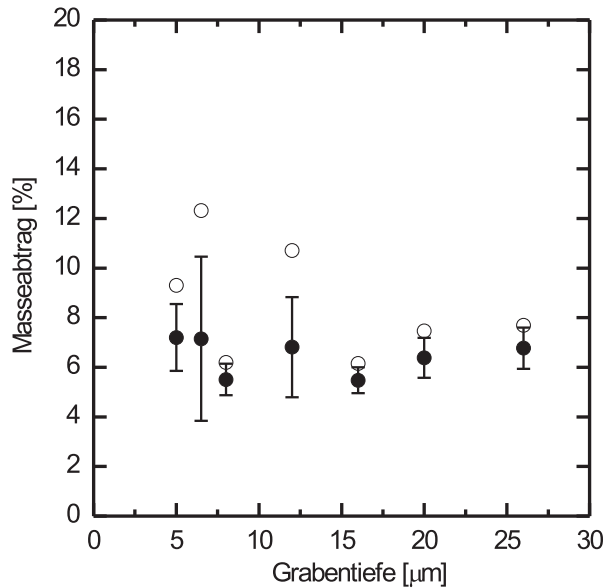


Abbildung 9.5: Durch den Kontakttrennungsprozess abgetragenes Aluminium in Prozent des aufgedampften Metalls in Abhängigkeit der Grabentiefe. Die geschlossenen Symbole stellen den Mittelwert von jeweils sechs Zellstrukturen dar und als Fehlerbalken ist die Standardabweichung aufgetragen. Die offenen Symbole stellen die Probe mit maximalem Materialabtrag dar. Bei einer Grabentiefe von $(5 \pm 1) \mu\text{m}$ lässt sich $(15 \pm 3) \mu\text{m}$ dick aufgedampftes Aluminium mit Hilfe der RISE-Kontakttrennung zuverlässig trennen.

dargestellt. Der mittlere Verlust von 5-8 Prozent für alle Grabentiefen rührt vom Aluminiumabtrag und der leichten Unterätzung der aufgedampften Ätzbarriere an den Flanken der Grabenstruktur her. Die Maximalwerte für die jeweilige Grabentiefe liegen in Anbetracht der Skalierung nahe bei den Mittelwerten. Dies bedeutet, dass alle Zellstrukturen erfolgreich getrennt wurden und es bei keiner Zellstruktur einen nennenswerten Materialabtrag auf den planaren Flächen gegeben hat. Die erhöhten Maximalwerte von $(12 \pm 1) \%$ und $(11 \pm 1) \%$ bei den Grabentiefen $(6,5 \pm 1) \mu\text{m}$ und $(12 \pm 1) \mu\text{m}$ sind bedingt durch eine weitere Unterätzung der Ätzbarriere an den Flanken und nicht durch einen Abtrag auf planarer Fläche aufgrund einer z.B. porösen Ätzbarriere. Unterbrochene Metallfinger o.ä. sind bei keiner Zellstruktur beobachtet worden. Anhand dieser Untersuchung konnte die zuverlässige RISE-Kontakttrennung von $(15 \pm 3) \mu\text{m}$ dick aufgedampften Aluminiumschichten an Grabenstrukturen von $(5 \pm 1) \mu\text{m}$ Tiefe demonstriert werden.

Kapitel 10

Lasertechnologie zur Ablation von SiO₂-Schichten

Zur Realisierung von lokal kontaktierten Hocheffizienz solarzellen ist eine Prozesstechnologie nötig, welche das passivierende Dielektrikum lokal entfernt. Die bekannteste Methode zur lokalen Kontaktöffnung ist die Photolithographie, eine qualitativ hochwertige Labortechnik, bei der ein photosensitiver Ätzschutzlack mittels Masken belichtet und strukturiert wird. Jedoch ist diese Methode derzeit aus Kostengründen für die industrielle Fertigung nicht geeignet. Der in Abschnitt 6.1.1 beschriebene Prozessfluss zur Herstellung der RISE back-junction Solarzelle verwendet einen organischen Schutzlack, welcher lokal mittels Laserstrahlung ablatiert wird. Aufwendig zu justierende Maskenprozesse konnten somit eingespart werden.

Die *direkte* Laserablation von SiO₂ ist eine Technologie, welche eine weitere Prozessvereinfachung erlaubt. Verbrauchskosten durch Lacke und Chemikalien zur Reinigung und Entsorgung entfallen. Insbesondere das Ätzen in Flusssäure wird mit dieser Technik eingespart, wodurch eine Kostenreduktion in der Produktion von lokal kontaktierten Solarzellen zu erwarten ist.

Stand der Technik zur Laserablation von dielektrischen Schichten in der Photovoltaik

Im Jahr 2000 wurde die erfolgreiche Entfernung von SiN_x-Schichten Ref. [149] und SiO₂-Schichten Ref. [150] auf dem *Basisgebiet* einer PERC-Zelle Ref. [151] mit Hilfe eines KrF Excimer-Lasers ($\lambda = 248$ nm, $t_{\text{Puls}} \approx 20$ ns) zur Definition der Basiskon-taktgebiete vorgestellt. Laserinduzierte Kristallschädigungen führten jedoch zu einer gegenüber der mit Photolithographie geöffneten Zelle reduzierten offenen Klemmspannung. So reduzierte sich das V_{oc} für SiN_x-passivierte RP-PERC Zellen von $V_{\text{oc}} = 676$ mV für die nasschemisch geöffnete Referenzzelle auf $V_{\text{oc}} = 639$ mV für die laserprozessierte Solarzelle. Glunz *et al.* erzielten auf einer mit SiO₂-passivierten PERC-Zelle beachtliche 20,4 % mit Hilfe des Laserablationsverfahrens [150]. Im Vergleich dazu wurden 22,0 % für die mittels Photolithographie geöffneten PERC-Zelle erreicht.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte 2006 erstmals die erfolgreiche Laserablation von passivierendem Dielektrikum auf dem *Emittergebiet* gezeigt werden [152]. In diesem Ansatz wurde auf die Rückseite der in Kapitel 6.2 beschriebene RISE-EWT Solarzelle vor der Metallisierung mittel PECVD-Verfahren ein hochbrechendes ($n = 2,4$)

SiN_x abgeschieden. Mit Hilfe des frequenzverdreifachten Nd:YVO₄-Lasers mit $\lambda = 355$ nm wurde das SiN_x lokal auf dem Emittergebiet ablatiert.

Ablation mit ultrakurzen Laserpulsen

SiO₂ stellt mit einer Bandlücke von $\approx 9,3$ eV eine, zum Beispiel gegenüber SiN_x, erhöhte Herausforderung für die direkte Laserablation dar, da eine lineare Absorption der Strahlung erst ab einer Wellenlänge kleiner 133 nm erfolgt. Ein industriell taugliches Lasersystem mit einer so kurzen Wellenlänge ist derzeit nicht verfügbar. Alternativ zur Verwendung energiereicher Laserstrahlung wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals ein Ultrakurzpuls laser zur Ablation von passivierenden SiO₂-Schichten für die Photovoltaik eingesetzt. Aufgrund erhöhter Intensitäten kommt es für Pulsdauern ≤ 20 ps verstärkt zu nichtlinearen Absorptionsprozessen im Dielektrikum [153–155]. Wird infolgedessen eine kritische Elektronendichte (für SiO₂ $\approx 1 \times 10^{21}$ cm⁻³ [156]) überschritten, führt dies zur Materialzerstörung und das Material wird abgetragen. Man spricht dabei von einem optischen Durchbruch (*Laser-Induced Breakdown*) [157–159].

Ist die optische Eindringtiefe der hier verwendeten Ultrakurzpuls laserstrahlung größer als die Dicke der SiO₂-Schicht, so wird die Laserstrahlung auch im darunterliegenden Silicium absorbiert. Aufgrund der kurzen Pulsdauer (< 15 ps) ist die Wärme eindringtiefe nach Abb. 7.4 jedoch auf wenige zehn Nanometer beschränkt. Desweiteren kann es durch die kurze Lichtpulsanregung zu einem Ungleichgewicht zwischen dem heißen Elektronengas und dem Kristallgitter und dadurch zu einem sogenannten „kalten Abtrag“ von Silicium kommen [160, 161]. Die zeitliche und räumliche Temperaturentwicklung bei der Wechselwirkung mit ultrakurzen Laserpulsen lässt sich dabei nicht mehr mit der klassischen Wärmeleitungsgleichung (4.42) beschreiben. Die unterschiedliche Entwicklung von Elektronen- und Gittertemperatur kann dann mit Hilfe des sogenannten „Zwei-Temperaturen-Modells“ erfolgen [162].

10.1 Laserablation mit Kurz- und Ultrakurzpuls laser

Für die Ablation von SiO₂ wurden zwei verschiedenen Lasersysteme verwendet:

- (i) Ein frequenzverdoppelter Nd:YVO₄-Laser ($\lambda = 532$ nm) mit einer Pulsdauer von etwa 10 ps (siehe Abschnitt 4.2), im Folgenden Pikosekundenlaser genannt, und
- (ii) Ein frequenzverdreifachter Nd:YVO₄-Laser ($\lambda = 355$ nm) mit einer Pulsdauer von ≈ 30 ns, im Folgenden Nanosekundenlaser genannt (siehe Abschnitt 4.1).

Für beide Laser wurde die maximale Laserfluenz Φ_0 über die Einstellung der Pulsenergie E_{Puls} hinsichtlich einer vollständigen Entfernung des SiO₂ bei gleichzeitig

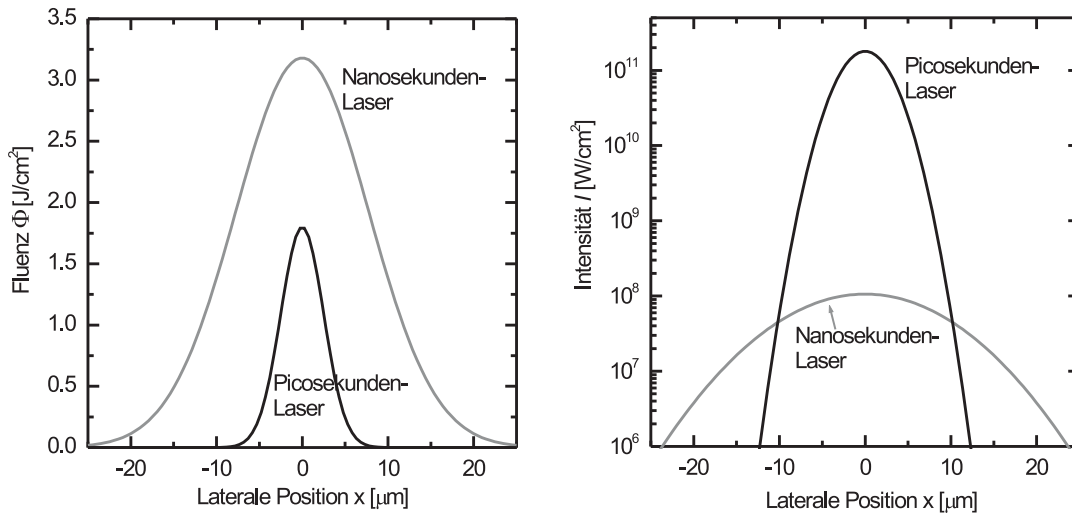


Abbildung 10.1: Verteilung von Laserfluenz und Intensität im Fokus der zur SiO_2 -Abtation verwendeten Piko- und Nanosekundenlaser. Die Pulsdauer des Nanosekunden-Lasers liegt bei $t_{\text{Puls}} \approx 30 \text{ ns}$ und die des Pikosekundenlasers bei $t_{\text{Puls}} \approx 10 \text{ ps}$. Während sich die maximalen Energiedichten lediglich um etwa einen Faktor 2 unterscheiden, spiegelt sich die kürzere Pulsdauer in der um mehr als drei Größenordnung höheren Intensität des Pikosekundenlasers wider.

minimaler laserinduzierter Kristallschädigung optimiert. Dafür wurde Φ_0 im Bereich der Ablationsschwelle variiert. Für den Nanosekundenlaser wurde aus dem x -Achsenabschnitt der Messreihe in Abbildung 7.3 die Schwellfluenz Φ_{th} zur Laserbearbeitung eines oxidierten Silicium-Wafers ($d_{\text{SiO}_2} \approx 200 \text{ nm}$) zu $(2,8 \pm 0,5) \text{ J}/\text{cm}^2$ bestimmt. Daher wurde in diesem Experiment für den Nanosekundenlaser die Fluenz zwischen $2,1 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq \Phi_0 \leq 3,2 \text{ J}/\text{cm}^2$ variiert. Ab einer Fluenz $\Phi_0 \geq 3,5 \text{ J}/\text{cm}^2$ ist der Abtrag von Silicium zu beobachten, so dass eine Erhöhung der Laserfluenz zur Zerstörung des Emitters führt. Im Falle des Pikosekundenlasers konnten aus Gründen der Verfügbarkeit keine Schwellfluenzbestimmung durchgeführt werden. Rein phänomenologisch lässt sich die Schwelle im Bereich von $(0,7 - 0,9) \text{ J}/\text{cm}^2$ bestimmen, so dass die maximale Fluenz im Bereich $0,8 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq \Phi_0 \leq 1,8 \text{ J}/\text{cm}^2$ variiert wurde.

In Abb. 10.1 ist a) die Verteilung der Energiedichte und b) die Intensitätsverteilung für beide Laser im Fokus und mit der höchstgewählten Fluenz Φ_0 dargestellt. Die Kurven sind berechnete Kurven mit der Annahme einer idealen Gaußverteilung des Strahlprofils ($M^2 = 1$). Die zur Berechnung der Verteilungen notwendigen Strahltaillenradien wurden für den Nanosekundenlaser zu $w_{0,\text{ns}} = (15,5 \pm 0,5) \mu\text{m}$ und für den Pikosekundenlaser zu $w_{0,\text{ps}} = 5 \mu\text{m}$ Ref. [163] angenommen. Dabei wurde der Strahltaillenradius $w_{0,\text{ns}}$ für den Nanosekundenlaser aus der Steigung der Messreihe in Abbildung 7.3 extrahiert. Die maximale Intensität I_0 des Pikosekundenlasers ist aufgrund der kürzeren Pulsdauer um mehr als drei Größenordnungen höher als

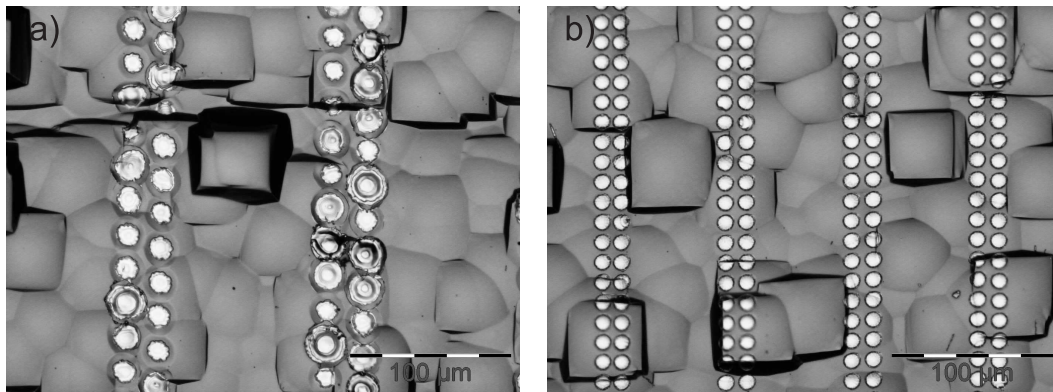


Abbildung 10.2: Lichtmikroskopaufnahmen von oxidierten Wafern, auf welchen in Doppellinien das SiO₂ a) mittels Nanosekundenlaser ($\Phi_0 = 3,2 \text{ J/cm}^2$) und b) mittels Pikosekundenlaser ($\Phi_0 = 1,8 \text{ J/cm}^2$) ablatiert wurde.

die des Nanosekundenlasers. In Abb. 10.2 sind Lichtmikroskopaufnahmen von oxidierten Wafern, auf welchen in Doppellinien das SiO₂ a) mittels Nanosekundenlaser ($\Phi_0 = 3,2 \text{ J/cm}^2$) und b) mittels Pikosekundenlaser ($\Phi_0 = 1,8 \text{ J/cm}^2$) ablatiert wurde zu sehen. Die Spots des Nanosekundenlasers sind im Durchmesser sehr unterschiedlich und zeigen deutliche Si-Verschmelzungen, während die Ablationsspots des Pikosekundenlasers sehr homogen sind und im Lichtmikroskop keine Verschmelzungen aufweisen. Abb. 10.3 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme von Ablationsspots, welche a) mit dem Nanosekundenlaser und b) mit dem Pikosekundenlaser realisiert wurden. Es sind dieselben Laserparameter verwendet worden, welche zu den in Abb. 10.2 dargestellten Lichtmikroskopaufnahmen geführt haben. Während bei den Lichtmikroskopaufnahmen keine Si-Verschmelzungen zu sehen sind, ist im Rasterelektronenmikroskop eine wellige Siliciumoberfläche zu erkennen, was auf eine erstarrte Schmelze hindeutet. Die höhere Intensität bei gleichzeitig niedrigerer Energiedichte scheint der Grund für die von optischer Beurteilung her besseren Resultate des Ultrakurzpulslasers zu sein.

In allen Experimenten wurden Einzelspots zur Ablation der dielektrischen Schicht gesetzt. Erfahrungsgemäß liefert ein einzelner Laserpuls pro Fläche die besseren Ablationsergebnisse hinsichtlich der laserinduzierten Kristallschädigung. Zudem ist diese Methode aufgrund der schnelleren Prozesszeit in einer Produktionslinie vorteilhaft.

Parallel zu den laserbehandelten Wafern wurden Referenzproben prozessiert und vermessen, bei welchen das SiO₂ nasschemisch durch Ätzen in einer Flußsäurelösung entfernt wurde. Diese etablierte Methode entfernt das SiO₂ zuverlässig und erzeugt keine Kristallschädigung im Silicium. Die Ergebnisse der HF-Referenzen werden daher als die bestmöglichen Resultate angenommen, welche nur mit einem schädigungsfreien Laserprozess erzielt werden können.

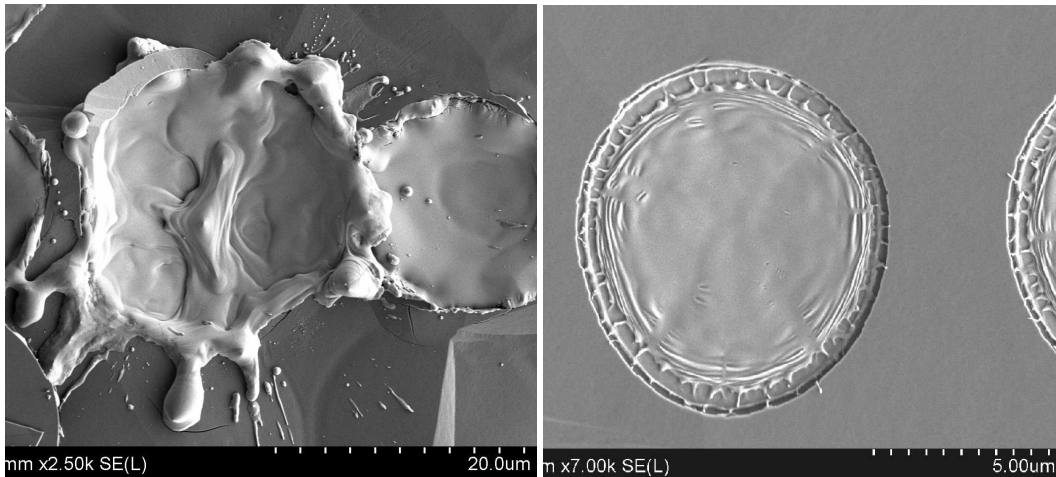


Abbildung 10.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von Ablationssspots welche a) mit dem Nanosekundenlaser und b) mit dem Pikosekundenlaser realisiert wurden. Es sind dieselben Laserparameter verwendet worden, welche zu den in Abb. 10.2 dargestellten Lichtmikroskopaufnahmen geführt haben.

10.2 Kontaktwiderstandsmessungen

In einer Solarzelle müssen die durch Beleuchtung erzeugten Ladungsträger über Kontakte zum Metallgrid abgeführt werden. Dabei ist ein möglichst geringer spezifischer Kontaktwiderstand ρ_{cont} zwischen Metall und Halbleitermaterial wünschenswert, um die metallisierte Halbleiteroberfläche A_{metall} und die dort erhöhten Rekombinationsverluste zu minimieren, sowie gleichzeitig den Leistungsverlust über den ohmschen Kontaktwiderstand $\Delta P = \Delta U \cdot I$ mit $\Delta U = I \cdot \frac{\rho_{\text{cont}}}{A_{\text{Metall}}} = I \cdot R_{\text{cont}}$ gering zu halten.

Zur Bestimmung von ρ_{cont} wurde die Transferlängen-Methode (TLM) angewendet [164, 165]. Reeves *et al.* Ref. [164] zitieren eine Publikation von Shockley aus dem Jahre 1964 Ref. [166] als erste Veröffentlichung dieser Methode. Dabei werden Metallkontaktfinger mit der Länge Z parallel und in unterschiedlichen Abständen auf die Halbleiterprobe gebracht. Die gemessenen Widerstände R_{ges} zwischen jeweils zwei Kontaktfingern werden gegen ihren Abstand d aufgetragen. Der Widerstand nimmt linear mit zunehmendem Fingerabstand zu. Als y -Achsenabschnitt erhält man einen Widerstand $2R_{\text{cont}}$ der den beiden beteiligten Kontaktwiderständen und dem Schichtwiderstand unter den Kontakten zuzuschreiben ist. Aus dem extrahierten Widerstand R_c wird der spezifische Kontaktwiderstand zu

$$\rho_{\text{cont}} = R_c Z L_T \quad (10.1)$$

berechnet. Dabei ist L_T die sogenannte Transferlänge, welche sich aus dem x -Achsenabschnitt der linearen Extrapolation der Messwerte extrahieren lässt. Die Transferlänge kann anschaulich als die Strecke unterhalb des Metall-Halbleiterkontakts interpretiert werden, nach welcher die Stromdichte zu Beginn des Kontaktes um einen Faktor $1/e$ -Teil abgefallen ist.

Probenpräparation

Als Ausgangsmaterial für die Kontaktwiderstandsproben wurde *p*-Typ 1,5 Ωcm FZ-Si verwendet. Nach Entfernen des Sägeschadens und einer Reinigungssequenz wurde in einer POCl₃-Diffusion auf den Waferoberflächen eine *n*-Typ Schicht mit einem gemessenen Schichtwiderstand von $(100 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ eindiffundiert. Nach der P-Diffusion wurde das Phosphorglas in einem HF-Dip abgeätzt und eine 200 nm dicke SiO₂-Schicht während einer thermischen Oxidation gewachsen. Die isolierende SiO₂-Schicht wurde linienförmig mit dem Laser ablatiert. Dabei wurden die Laserspots entlang einer Linie so eng wie möglich aneinander gesetzt, ohne dass sie sich jedoch überlappen. Für den Ultrakurzpulslaser mit einem Spotdurchmesser von $(10 \pm 1) \mu\text{m}$ wurde zum Beispiel ein Spot-zu-Spot-Abstand von $13 \mu\text{m}$ gewählt. Nach der Laserablation wurden die Proben einer verkürzten RCA-Reinigung unterzogen. Entgegen einer standardisierten RCA-Reinigung wurde das Ätzen in der HF-Lösung von 2 min. auf insgesamt 30 s verkürzt, um eventuell verbliebenes SiO₂ nicht zu ätzen und somit das Experiment nicht zu verfälschen. Die Laser-geöffneten, parallelen Linien wurden durch Aufdampfen von Aluminium durch eine Schattenmaske metallisiert. Die Kontakte sind 2 cm lang und $500 \mu\text{m}$ breit. Der Abstand d zwischen den Kontakten variiert zwischen $170 \mu\text{m}$ und $520 \mu\text{m}$.

Ergebnisse

Die nach (10.1) bestimmten spezifischen Kontaktwiderstände sind in Abb. 10.4 über die maximale Laserfluenz Φ_0 aufgetragen. Jedes Symbol ist der Mittelwert von fünf identisch behandelten Kontaktwiderstandsproben. Die Standardabweichung der fünf Messwerte sind als Fehlerbalken dargestellt. Eine kleinere Standardabweichung deutet auf eine höhere Prozessstabilität hin. Mit dem Pikosekundenlaser (offene Symbole in Abbildung 10.4) wurden mit einer Laserfluenz $\Phi_0 \geq 1 \text{ J}/\text{cm}^2$ spezifische Kontaktwiderstände von deutlich unter $1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ erreicht. Eine deutlich höhere Streuung in den Messergebnissen ist für die Einstellung mit $\Phi_0 = 0,8 \text{ J}/\text{cm}^2$ zu beobachten. Teilweise tritt hier, wie in Abb. 10.5 zu sehen, keine vollständige Ablation des SiO₂ auf, sondern lediglich eine Beschädigung der Grenzfläche zwischen Si und SiO₂. Eine Erhöhung der Laserfluenz führt tendenziell zu einer Verringerung von ρ_{cont} . Bei $\Phi_0 = 1,8 \text{ J}/\text{cm}^2$ beträgt der spezifische Kontaktwiderstand $\approx 0,4 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$; ein Wert welcher auch von den HF-Referenzen (als Sternsymbol bei $\Phi_0 = 0$ eingezeichnet) erreicht wird. Dies bedeutet, dass der Laserprozess das SiO₂ mit einem Laserschuss und ohne zusätzliches Nachätzen komplett entfernt. Im Falle des Nanosekundenlasers (gefüllte Symbole) wurde mit $\Phi_0 = 2,1 \text{ J}/\text{cm}^2$ ein spezifischer Kontaktwiderstand von über $100 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ gemessen; ein Wert, welcher zur Prozessierung von Hocheffizienz solarzellen deutlich zu hoch ist. Auch hier resultiert einer Erhöhung der Fluenz in einem geringeren ρ_{cont} . Der geringste spezifische Kontaktwiderstand wurde mit $\rho_{\text{cont}} \approx 8 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ bei $3,2 \text{ J}/\text{cm}^2$ gemessen. Für einen Serienwiderstandsbeitrag der Kontakte in der fertigen Solarzelle von $< 0,1 \Omega\text{cm}^2$ bedeutet dies einen metallisierten Flächenanteil der gesamten Zellfläche von etwa 10 %. Im Gegensatz dazu wird im Falle des Ultrakurzpulslasers, mit welchem Werte von $\rho_{\text{cont}} = 0,4 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ erreicht wurden, lediglich ein Anteil von etwa 1 % als Kontaktfläche benötigt.

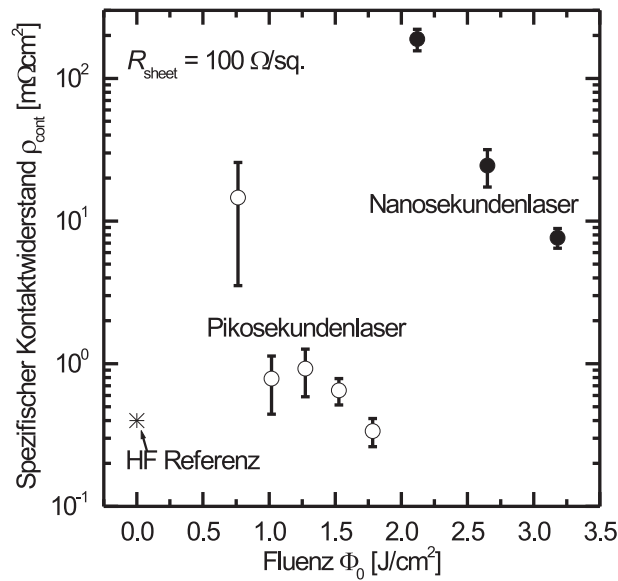


Abbildung 10.4: Die offenen Symbole stehen für den Pikosekundenlaser, die gefüllten Symbole für den Nanosekundenlaser. Mit dem Pikosekundenlaser werden mit optimierten Lasereinstellungen um über eine Größenordnung geringere Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand gemessen als für den Nanosekundenlaser. Die spezifischen Kontaktwiderstände, welche mit dem Ultrakurzpuls laser erreicht werden, liegen im Bereich der HF-Referenzproben. Diese sind als Sternsymbol bei $\Phi_0 = 0$ eingezeichnet.

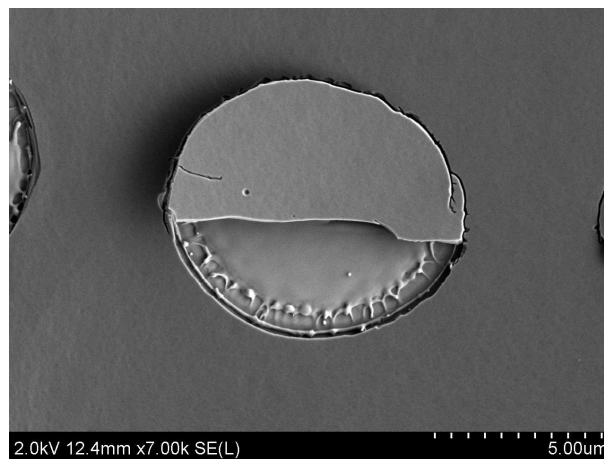


Abbildung 10.5: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines mit dem Pikosekundenlaser bei $\Phi_0 = 0,8 \text{ J}/\text{cm}^2$ gelaserten Spots. Das SiO_2 wurde nur teilweise ablatiert, während im nichtablatierten Bereich die Grenzfläche Si/SiO_2 lediglich beschädigt wurde.

10.3 Untersuchung zur laserinduzierten Schädigung

Die Laserablation auf Emittergebiet stellt gegenüber der Ablation auf Basisgebiet eine erhöhte Herausforderung dar, da sich die Raumladungszone typischerweise nur einige hundert Nanometer bis wenige Mikrometer unterhalb der Oberfläche befindet. Eine Erhöhung der Defektdichte in der Raumladungszone durch laserinduzierte Kristallschädigung hat eine höhere SRH-Rekombinationsrate zur Folge als im Volumen oder im Emittergebiet. In den zuletzt genannten Bereichen ist die SRH-Rekombination limitiert durch die verfügbare Minoritätsladungsträgerdichte. In der Raumladungszone hingegen ist die Elektronenkonzentration näherungsweise gleich der Löcherkonzentration ($n(z) = p(z)$). Hier wird die SRH-Rekombinationsrate U_{SHR} , beschrieben durch Gleichung (2.6), bei gleicher Defektkonzentration maximal.

Die aus der effektiven Lebensdaueremessung extrahierte Emittersättigungsstromdichte J_{0e} ist die Dunkelstromdichte des Rekombinationstromes. Die für die Solarzelle relevante Größe J_{0e} wird deshalb als Maß für die laserinduzierte Kristallschädigung herangezogen. Prinzipiell gilt: Je mehr laserinduzierte Defekte im Silicium sind, desto höher ist der Rekombinationsstrom und somit auch die Emittersättigungsstromdichte J_{0e} .

10.3.1 Bestimmung der lokalen Emittersättigungsstromdichte J_{0e}

Als Ausgangsmaterial für die effektive Lebensdaueremessungen wurde p -Typ (4, 5 – 5, 5) Ωcm FZ-Si ($(5 \times 5) \text{ cm}^2$) verwendet. Die Proben wurden auf Vorder- und Rückseite identisch prozessiert, damit die vereinfachte Gleichung (2.26) zur Extraktion von J_{0e} aus der effektiven Lebensdaueremessung gilt. Abbildung 10.6 stellt die Prozesssequenz schematisch dar:

- a) Nach einem nasschemischen Ätzschritt in einer KOH-Lösung wurden die Wafer
- b) in einer POCl₃-Diffusion an beiden Oberflächen mit Phosphor dotiert. Der Schichtwiderstand R_{sheet} wurde mit Hilfe der 4-Spitzenmessmethode zu $(100 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ bestimmt.
- c) Anschließend wurde in einer thermischen Oxidation eine $(200 \pm 10) \text{ nm}$ dicke SiO₂-Schicht auf beide Wafersseiten gewachsen. Vor jeglicher Laserbearbeitung wurde nun die effektive Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{\text{eff,pass}}$ der P-dotierten und mit SiO₂ passivierten Probe mit Hilfe der in Kapitel 5.1.1 beschriebenen QSSPC-Methode gemessen und die Emittersättigungsstromdichte $J_{0e,\text{pass}}$ für den passivierten Fall extrahiert.
- d) Das Oxid wurde auf beiden Seiten des Wafers mit den gleichen Lasereinstellungen, wie sie für die Kontaktwiderstandsproben verwendet wurden, lokal ablatiert. Die Laserspots wurden gleichmäßig (identischer Spot-zu-Spot Abstand in x - und

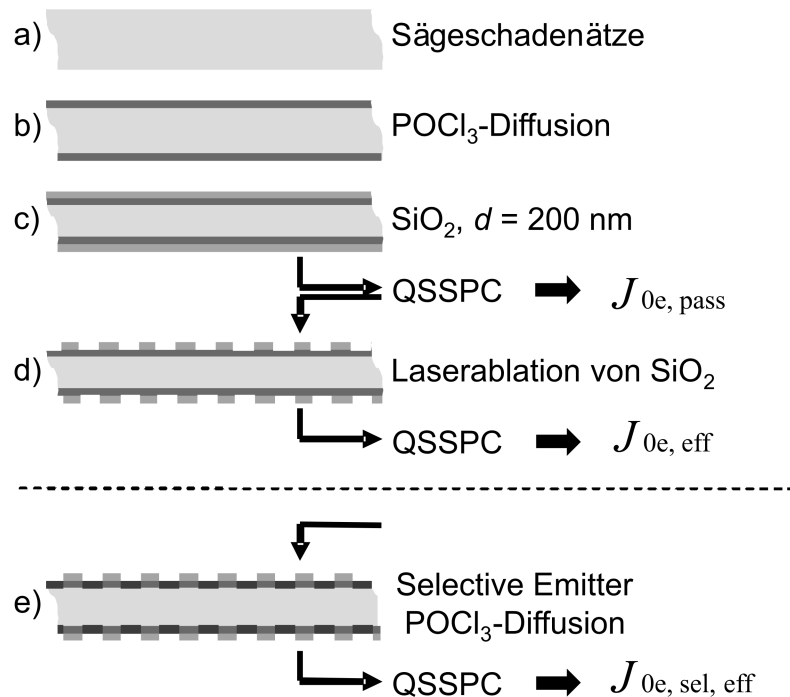


Abbildung 10.6: Prozessfluss zur Bestimmung der lokalen Emittersättigungsstromdichte nach Laserablation von SiO₂ (Schritte a) bis d)). In Prozessschritt e) wird zusätzlich die Auswirkung einer eventuellen laserinduzierten Schädigung nach einer selektiven Emitterdiffusion untersucht.

y -Richtung) auf der Oberfläche angeordnet. Abb. 10.7 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme nach Laserablation mit dem Ultrakurzpulslaser. Danach wurde die effektive Lebensdauer τ_{eff} gemessen, welche geringer ist, als für den komplett passivierten Fall $\tau_{\text{eff, pass}}$. Die Emittersättigungsstromdichte $J_{0e, \text{eff}}$ für die gesamte, laserbehandelte Probe ist größer als $J_{0e, \text{pass}}$, da

$$J_{0e, \text{eff}} = (1 - f)J_{0e, \text{pass}} + fJ_{0e} \quad (10.2)$$

das flächengewichtete Mittel der Sättigungsstromdichte $J_{0e, \text{pass}}$ in den passivierten und J_{0e} in den laserablatierten Gebieten ist. Die Größe f stellt den Anteil der ablatierten Fläche von der Gesamtfläche dar. Auflösen von Gleichung (10.2) nach J_{0e} ergibt die lokale Sättigungsstromdichte in den ablatierten Bereichen.

Selektive Emitterdiffusion

Die Wafer wurden nach lokaler Laserablation erneut Phosphor-dotiert, um die Auswirkung einer eventuell vorhandenen laserinduzierten Kristallschädigung nach einer selektiven Emitterdiffusion zu untersuchen. Oberflächennahe Kristallversetzungen könnten sich während dem Hochtemperaturprozess in das Volumen ausbreiten und somit den passivierenden Effekt einer tiefen, selektiven P-Diffusion zerstören.

Für dieses Experiment wurde die Prozesssequenz wie in Abb. 10.6 a) bis d) dargestellt durchgeführt. Um für mögliche Laserschädigung noch sensitiver zu sein, wurde

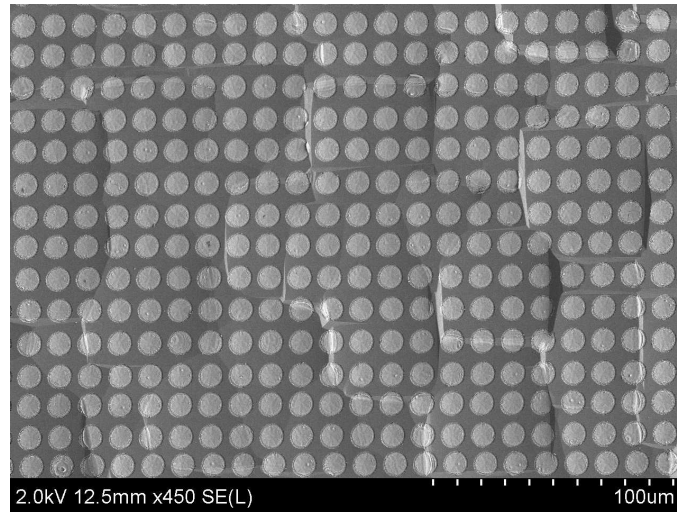


Abbildung 10.7: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von einer oxidierten Siliciumwaferoberfläche nach Laserablation mit dem Ultrakurzpulslaser mit einer Laserfluenz $\Phi_0 = 1,8 \text{ J/cm}^2$ zur Bestimmung der lokalen Emittersättigungsstromdichte J_{0e} .

in Schritt b) eine im Vergleich zum oben beschriebenen Experiment schwächere P-Diffusion mit einem Schichtwiderstand von $R_{\text{sheet}} = (300 \pm 20) \Omega/\text{sq}$ durchgeführt. Nach der Bestimmung von $J_{0e,\text{eff}}$ in Schritt d) wurden die Proben erneut einer P-Diffusion unterzogen (Abb. 10.6 e). Nach der Phosphordiffusion wurde der Schichtwiderstand zu $R_{\text{sheet}} = (20 \pm 3) \Omega/\text{sq}$ bestimmt. Das SiO₂ auf der Waferoberfläche wirkt in der POCl₃-Diffusion als Diffusionsbarriere in den nicht laserbearbeiteten Bereichen. Danach wurde mit der QSSPC-Methode die Emittersättigungsstromdichte $J_{0e,\text{sel,eff}}$ der selektiv dotierten Wafer bestimmt und analog zu (10.2) die lokale Emittersättigungsstromdichte $J_{0e,\text{sel}}$ berechnet. Zur Berechnung von $J_{0e,\text{sel}}$ wurde nicht die Emittersättigungsstromdichte $J_{0e,\text{pass}}$, wie sie nach der Oxidation und vor Laserablation in Schritt c) bestimmt wurde, verwendet, da die Temperaturbehandlung der Wafer während der zweiten (selektiven) Emittendiffusion das Diffusionsprofil unterhalb der SiO₂-Schicht und somit auch die Werte für $J_{0e,\text{pass}}$ verändert. Daher wurden zusätzliche Proben parallel prozessiert, welche dasselbe Temperaturbudget, aber keine Laserablation, erfuhren. Mit Hilfe dieser Proben wurde die Emittersättigungsstromdichte $J_{0e,\text{pass}}$ für die SiO₂-passivierten Bereiche nach der selektiven Emittendiffusion bestimmt.

10.3.2 J_{0e} -Werte für Nano- und Pikosekundenlaser im Vergleich

In Abb. 10.8 sind die mit Gleichung (10.2) bestimmten Werte der lokalen Emittersättigungsstromdichten J_{0e} für Wafer mit einem $100 \Omega/\text{sq}$ P-diffundierten Emitter aufgetragen. Die Werte für den Nanosekundenlaser sind mit den gefüllten Symbolen, die Werte für den Pikosekundenlaser mit offenen Symbolen und die HF-Referenzwerte

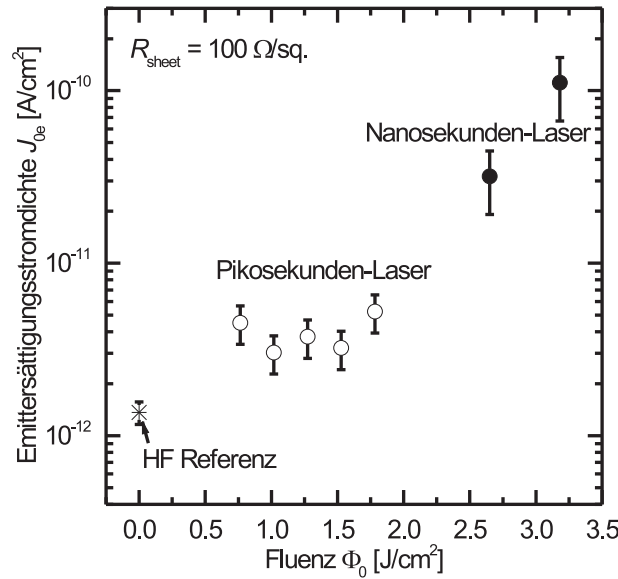


Abbildung 10.8: Auf einem P-diffundierten Emitter ($R_{\text{sheet}} = (100 \pm 5) \Omega/\text{sq}$) werden mit dem Pikosekundenlaser (offene Symbole) Werte für das lokale J_{0e} in den laserablatierten Bereichen erreicht, die nur etwa doppelt so hoch sind wie die HF-Referenzwerte. Im Vergleich dazu wurden mit dem Nanosekundenlaser um eine Größenordnung höhere Werte erreicht. Die HF-Referenzen sind als Sternsymbol bei $\Phi_0 = 0$ eingezeichnet.

mit einem Sternsymbol (bei $\Phi_0 = 0$) dargestellt. Mit dem Ultrakurzpulslaser wird bei optimalen Lasereinstellungen ein Wert von $J_{0e} = (3,0 \pm 0,9) \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ erreicht, welcher nur etwa dem Zweifachen der HF-Referenzwerte mit $(1,4 \pm 0,1) \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ entspricht. Der kleine Anteil der Kontaktfläche von der gesamten Zellfläche, der durch die mit den gleichen Laserparametern erzielten geringen spezifischen Kontaktwiderständen ermöglicht wird, verringert den Einfluss dieser erhöhten lokalen Emittersättigungsstromdichte in der fertigen Solarzelle. Die bei optimierten Laserparametern mit dem Nanosekundenlaser erreichten J_{0e} -Werte liegen mit $(32 \pm 13) \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ eine Größenordnung über den HF-Referenzen.

Neben den einzelnen, mit jeweils optimierten Lasereinstellungen erzielten Werten für die lokale Emittersättigungsstromdichte und den spezifischen Kontaktwiderstand ist die Betrachtung beider Werte bei gleicher Lasereinstellung von Bedeutung. Eine geringe laserinduzierte Schädigung bei *gleichzeitig* geringen ohmschen Verlusten ist die Voraussetzung für den Erfolg dieser Technologie. Ein Vergleich von Graph 10.8 mit Graph 10.4 zeigt für den Ultrakurzpulslaser einen breiten Bereich der Laserparameter von $\Phi_0 = (1,0 - 1,8) \text{ J/cm}^2$, mit welchem sich geringe Kontaktwiderstände *und* eine geringe laserinduzierte Schädigung erzielen lassen. Im Falle des Nanosekundenlasers ist ein gegenläufiges Verhalten zu beobachten; eine Erhöhung der Laserfluenz bedeutet niedrigere Kontaktwiderstände aber auch sehr schnell ansteigende J_{0e} -Werte. Hier muss ein Kompromiss zwischen erhöhten Rekombinationsverlusten

und Leistungsverlusten durch erhöhte ohmsche Widerstände gefunden werden.

10.3.3 J_{0e} -Werte nach selektiver Emitterdiffusion

In Abb. 10.9 sind die Werte für die Emittersättigungsstromdichten auf P-diffundierten ($R_{\text{sheet}} = (300 \pm 20) \Omega/\text{sq}$) Wafern vor (J_{0e}) und nach ($J_{0e,\text{sel}}$) der zweiten (selektiven) Emitterdiffusion ($R_{\text{sheet}} = (20 \pm 3) \Omega/\text{sq}$) aufgetragen. Die zweite, tiefe P-Diffusion verringert die Werte von $J_{0e,\text{sel}}$ verglichen mit den J_{0e} -Werten vor der zweiten Diffusion um mehr als eine Größenordnung. Die Emittersättigungsstromdichten, welche mit dem Ultrakurzpulslaser erreicht werden, liegen im gleichen Bereich wie die HF-Referenzwerte bei $(600 - 700) \text{ fA}/\text{cm}^2$. Die laserinduzierte Schädigung des Ultrakurzpulslasers ist somit unbedeutend für die Rekombinationsverluste in den Bereichen des selektiv dotierten Emitters. Mit diesem Ergebnis lassen sich identische elektrische Eigenschaften für photolithographisch oder mittels Ultrakurzpulslaser prozessierte Hocheffizienzszellzellen mit einer selektiven P-Diffusion erwarten.

Im Vergleich dazu zeigen die mit dem Nanosekundenlaser bearbeiteten Proben (gefüllte Symbole in Abb. 10.9) J_{0e} -Werte, welche etwa eine Größenordnung über denen

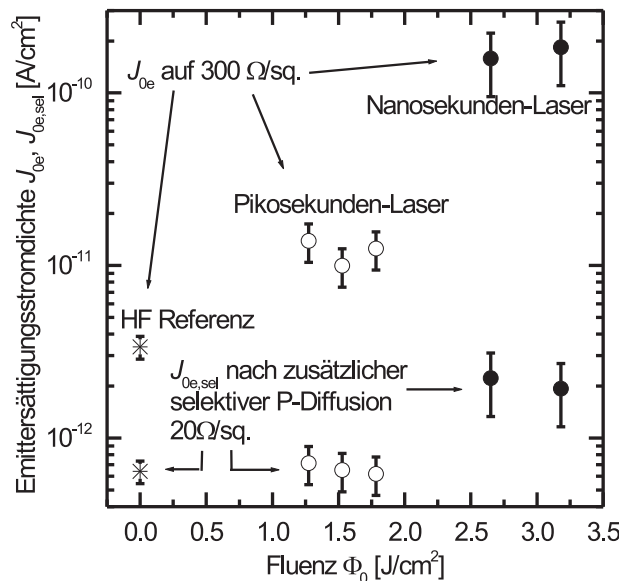


Abbildung 10.9: Werte für die Emittersättigungsstromdichten auf P-diffundierten ($R_{\text{sheet}} = (300 \pm 20) \Omega/\text{sq}$) Wafern vor (J_{0e}) und nach ($J_{0e,\text{sel}}$) der zweiten (selektiven) Emitterdiffusion ($R_{\text{sheet}} = (20 \pm 3) \Omega/\text{sq}$). Nach der selektiven P-Diffusion liegen die mit dem Pikosekundenlaser erzielten Werte im gleichen Bereich wie die HF-Referenzwerte. Die HF-Referenzen sind als Sternsymbol bei $\Phi_0 = 0$ eingezeichnet.

der mit dem Pikosekundenlaser bearbeiteten Proben liegen. Nach der selektiven P-Diffusion verringern sich diese Werte auf $J_{0e,sel} = (1,9 \pm 0,8) \text{ A/cm}^2$ und sind damit etwa um einen Faktor 3 höher als die Werte für den Ultrakurzpulslaser.

10.3.4 Eindimensionale Simulation des Einflusses der Laserablation auf Hocheffizienzsolarzellen

Bei Hocheffizienzsolarzellen mit exzellenter Oberflächenpassivierung tragen die Metallkontakte deutlich zur Nettogesamtrekombination bei und reduzieren dadurch die offene Klemmspannung V_{oc} [167]. Mit Hilfe einer eindimensionalen Simulation (PC1D) wird der Einfluss der Laserablation auf die elektrischen Parameter einer Hocheffizienzsolarzelle abgeschätzt. Die Berechnung wurde auf Basis des experimentell ermittelten spezifischen Kontaktwiderstandes (Abb. 10.4) und der lokalen Emittersättigungsstromdichte (Abb. 10.8) auf einem $100 \Omega/\text{sq}$ P-dotierten Emitter durchgeführt. Die Simulation wurde für den Fall *ohne* selektive Emitterdiffusion durchgeführt. Für die Simulation wurden folgende Sättigungsstromdichten für die weiteren Bereiche der Solarzelle angenommen:

- passivierter Bereich des Emitters $J_{0e,VS} = 30 \text{ fA/cm}^2$ [168],
- Volumengebiet $J_{0,Vol} = 32 \text{ fA/cm}^2$ ($W = 200 \mu\text{m}$, p -Typ $1,5 \Omega\text{cm}$, $\tau_{Vol} = 1 \text{ ms}$),
- passivierte Rückseite mit Bor-BSF $J_{0,RS} = 70 \text{ fA/cm}^2$ [169].

Die Emittersättigungsstromdichte der gesamten Emitterfläche setzt sich analog zu Gleichung (10.2) aus dem passivierten Bereich $J_{0e,VS}$ und den experimentell bestimmten J_{0e} -Werten für den unpassivierten Bereich zusammen. Um das Minimum an Verlusten durch Rekombination an den Kontaktflächen und durch die ohmschen Kontaktwiderstände für die jeweiligen Ablationsmethoden zu finden, wurde der Anteil der Kontaktfläche von der Gesamtzellfläche variiert. Abbildung 10.10 stellt den Einfluss der verschiedenen Kontaktöffnungsmethoden auf die offene Klemmspannung V_{oc} und den Füllfaktor FF bei variierendem Kontaktflächenanteil dar. Der Einfluss auf den Kurzschlussstrom J_{sc} ist zu vernachlässigen, so dass sich aus den Abhängigkeiten von V_{oc} und FF direkt der berechnete Wirkungsgrad η ergibt. Für den Pikosekundenlaser (offene Symbole) wurden zur besseren Darstellung nur zwei Lasereinstellungen aufgetragen.

Für alle drei Methoden nimmt V_{oc} mit zunehmender Kontaktfläche ab. Mit dem Nanosekundenlaser (gefüllte Symbole) prozessierte Zellen reagieren jedoch aufgrund der höheren J_{0e} -Werte deutlich empfindlicher auf eine Kontaktflächenvergrößerung, als die V_{oc} -Werte für den Ultrakurzpulslaser und die HF-Referenz. So reduziert sich V_{oc} bei einer Erhöhung des Kontaktflächenanteils von 0,5 % auf 5 % für den Nanosekundenlaser um $\Delta V_{oc} \approx (50 - 60) \text{ mV}$, für den Pikosekundenlaser um $\Delta V_{oc} \approx 25 \text{ mV}$ und für die HF-Referenz um $\Delta V_{oc} \approx 15 \text{ mV}$.

Eine Vergrößerung der Kontaktfläche bedeutet im Falle des Nanosekundenlasers aufgrund der relativ hohen Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand ρ_{cont} (Abb. 10.4) eine starke Zunahme des Füllfaktors. Bei einer Erhöhung des Kontaktflächenanteils von 0,5 % auf 5 % ist mit der Laserfluenz $\Phi_0 = 3,2 \text{ J/cm}^2$ eine Zunahme um $\Delta FF \approx 6 \%$ und mit $\Phi_0 = 2,7 \text{ J/cm}^2$ ein $\Delta FF \approx 20 \%$ zu sehen. Für den Pikosekundenlaser und die HF-Referenz ist für ein Kontaktflächenanteil zwischen 0,5 % auf 2 % lediglich eine Zunahme um $\Delta FF \approx 0,4 \%$ zu sehen. Eine weitere Vergrößerung der Kontaktfläche führt aufgrund der abnehmenden offenen Klemmspannung wieder zu einer leichten Abnahme des Füllfaktors.

Das Wirkungsgradpotential der mit dem Nanosekundenlaser prozessierten Solarzellen ist aufgrund der stark gegenläufigen Abhängigkeit von V_{oc} und FF vom Kontaktflächenanteil auf $\eta < 19 \%$ limitiert. Mit einem Kontaktflächenanteil von $\leq 1 \%$ werden mit dem Pikosekundenlaser Wirkungsgrade von $\eta = 22,1 \%$ erreicht, lediglich 0,2 % absolut unter dem Wirkungsgrad von 22,3 % für die HF-Referenzen.

In Abb. 10.11 sind die simulierten Wirkungsgrade über die Laserfluenz Φ_0 aufgetragen. Dabei wurde für die drei verschiedenen Technologien jeweils ein optimaler Flächenanteil für die Kontakte angenommen. Aus Abb. 10.10 wird für die Methoden mit HF und Pikosekundenlaser ein Flächenanteil von 1 % und für die Methode mit dem Nanosekundenlaser ein Flächenanteil von 3 % abgelesen. Dabei ist nicht das Maximum im Wirkungsgrad für *eine* einzelne Lasereinstellung entscheidend, sondern es wird der Flächenanteil gewählt, bei dem der Mittelwert bei möglichst geringen Abweichungen über die Lasereinstellungen maximal wird. Dies ist die Voraussetzung für einen stabilen Prozess mit breitem Prozessfenster. Mit dem Pikosekundenlaser wird über einen Bereich von $1,0 \text{ J/cm}^2 \leq \Phi_0 \leq 1,8 \text{ J/cm}^2$ ein Wirkungsgrad von $(22,1 \pm 0,2) \%$ simuliert, welcher um $\approx 0,25 \%$ absolut unter der HF-Referenzzelle liegt. Die schwächste Lasereinstellung, mit $\Phi_0 = 0,8 \text{ J/cm}^2$ im Bereich der Ablationsschwelle, zeigt mit einem Wirkungsgrad von $< 20 \%$ die untere Grenze der Lasereinstellung für den Ultrakurzpulslaser. Der Nanosekundenlaser liegt mit beiden Lasereinstellungen im Bereich von 18 % bis 19 % und damit $\approx 3,5 \%$ absolut unter den Werten des Ultrakurzpulslasers.

Die in diesem Abschnitt simulierten Ergebnisse zeigen das Potential der Laserablation mit einem Ultrakurzpulslaser zur Prozessierung von Hocheffizienzsolarzellen. Hohe Wirkungsgrade werden, berechnet auf Basis experimentell ermittelter Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand und lokaler Emittersättigungsstromdichte, über einen breiten Laserparameterbereich erreicht, was auf ein breites Prozessfenster deutet. Die Laserablation von SiO₂ mittels Ultrakurzpulslaser kann daher als eine für die industrielle Anwendung geeignete Prozesstechnologie angesehen werden.

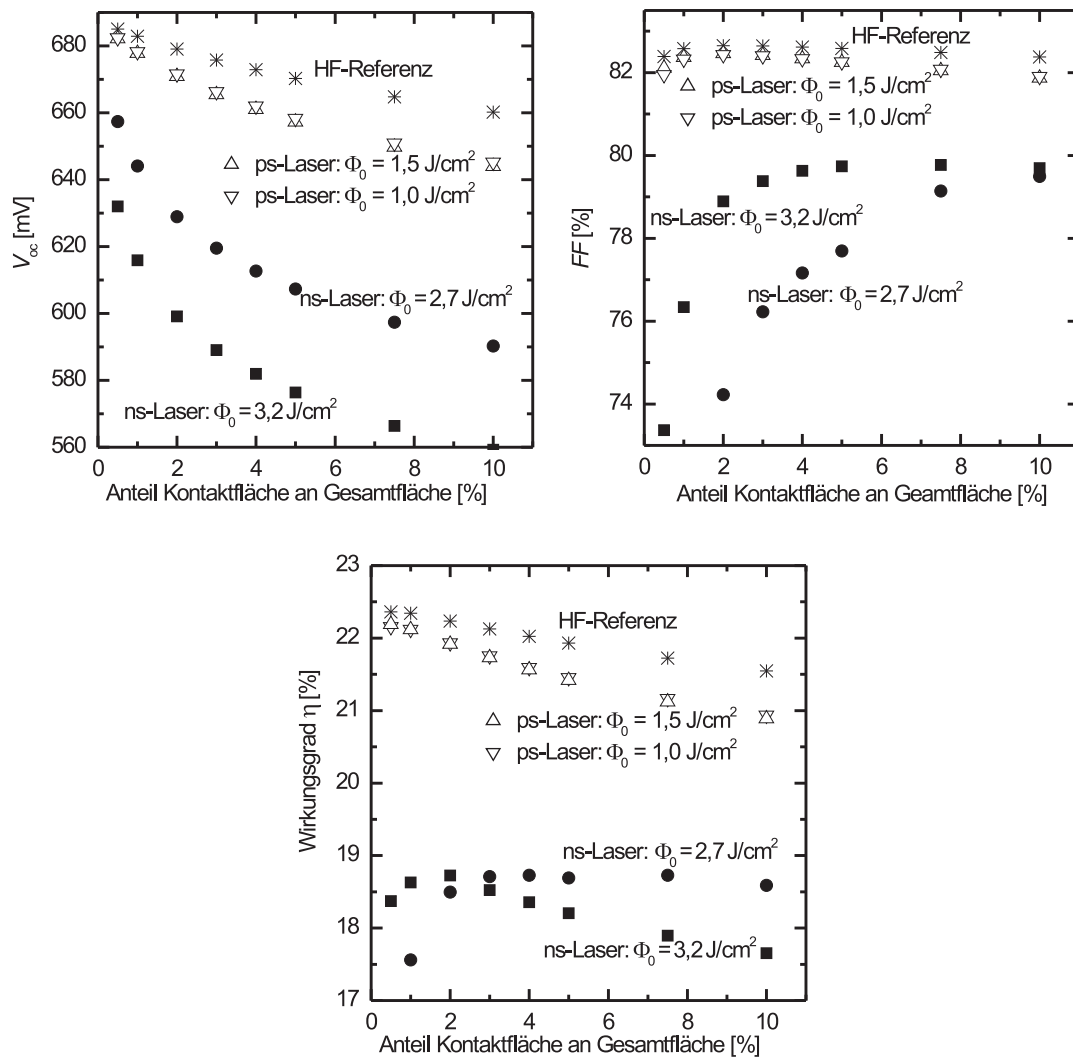


Abbildung 10.10: Eindimensionale Simulationsergebnisse (PC1D) zur Abschätzung des Einflusses der Laserablationstechniken auf die elektrischen Parameter einer Hocheffizienzsolarzelle. Im Vergleich dazu ist der bestmögliche Fall (HF-Referenz, Sternsymbol) mit einer vollständigen und schädigungsfreien Entfernung des Oxids dargestellt. Für die Simulation wurden die erzielten Ergebnisse des spezifischen Kontaktwiderstandes aus Abb. 10.4 und der lokalen Emittersättigungsstromdichte der Kontaktöffnungsfläche aus Abb. 10.8 verwendet und der Anteil der Kontaktöffnungsfläche an der Gesamtzellfläche variiert. Die Ergebnisse mit dem Nanosekundenlaser sind mit ausgefüllten Symbolen dargestellt. Für den Pikosekundenlaser sind zur besseren Übersicht nur zwei Lasereinstellungen ($\Phi_0 = 1,0$ und $1,5 \text{ J/cm}^2$) aufgetragen.

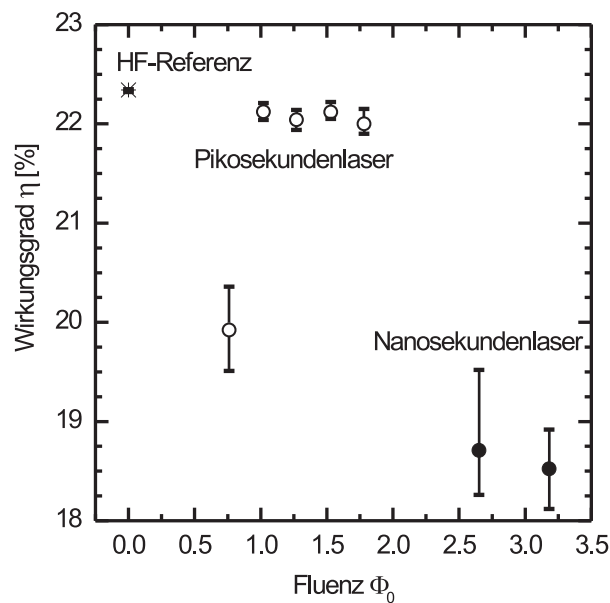


Abbildung 10.11: Simulierter Wirkungsgrad bei jeweils angepasstem Kontaktflächenanteil für die beiden verwendeten Laserstrahlquellen. Die Werte für den Pikosekundenlaser und der HF-Referenz wurden mit einem Kontaktflächenanteil von 1 % berechnet, die Werte für den Nanosekundenlaser mit 3 % Flächenanteil. Mit dem Pikosekundenlaser wird über einen breiten Parameterbereich ein Wirkungsgrad von $(22,1 \pm 0,2)$ % berechnet, welcher um $\approx 0,25$ % absolut unter der HF-Referenzzelle liegt. Für den Nanosekundenlaser werden Wirkungsgrade zwischen 18,5 % und 18,75 % simuliert, über 3 % absolut geringer als die Werte für den Ultrakurzpuls laser.

Kapitel 11

Charakterisierung von RISE Solarzellen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse dargestellt, welche mit der im Rahmen dieser Arbeit neu eingeführten RISE-Technologie erzielt worden sind.

11.1 Rückseitensammelnde RISE Solarzellen

Im ersten Abschnitt wird die Strom-Spannungs-Charakteristik der besten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten rückseitensammelnde RISE Solarzelle analysiert. Es wird der Hauptverlustmechanismus dieser Zelle aufgezeigt und ein Ansatz zur weiteren Wirkungsgradoptimierung gegeben.

Als Ausgangsmaterial dienten für die hier vorgestellten Solarzellenergebnisse (100)-orientierte Float-Zone (FZ)-Siliciumwafer mit einer Dicke von $W = (300 \pm 15) \mu\text{m}$. Es wurden Bor-dotierte Wafer mit einem spezifischen Widerstand von $1,35\text{--}1,65 \Omega\text{cm}$ verwendet. Die Entwicklung der rückseitensammelnden RISE Solarzelle erfolgte auf einer Zellfläche von $(2,5 \times 2,5) \text{cm}^2$, wobei der aktive und beleuchtete Zellbereich eine Fläche von $(2 \times 2) \text{cm}^2$ aufweist.

Die Beleuchtungsintensität bei der Messung aller in diesem Kapitel diskutierten sogenannten „Hellkennlinien“ ist gekennzeichnet durch eine Photonenstromdichte, die der der Sonnenstrahlung durch eine 1,5-fache Luftmasse (entspricht 50. Breitengrad) hindurch entspricht. Zusätzlich wird ein der Sonne ähnlicher spektraler Inhalt der Beleuchtung sichergestellt.

In Abbildung 11.9 ist die gemessene Hellkennlinie der rückseitensammelnden RISE Solarzelle dargestellt. Die in der Graphik eingetragenen elektrischen Parameter wurden vom Fraunhofer ISE CALLAB in einer kalibrierten Messung ermittelt. Der erzielte Wirkungsgrad von 22,0 % ist besonders bemerkenswert angesichts der geringen Prozesskomplexität zur Herstellung der RISE Solarzelle sowie der ausnahmslosen Verwendung industriell tauglicher Prozesstechnologien. Nach derzeitigem Kenntnisstand stellt dieser Wirkungsgrad den höchsten bisher veröffentlichten Wert für eine maskenfrei hergestellte Siliciumsolarzelle dar.

Detailliertere Informationen erhält man durch Messung des Kurzschlussstromes unter monochromatischer Beleuchtung der Solarzelle. Die sogenannte spektrale Em-

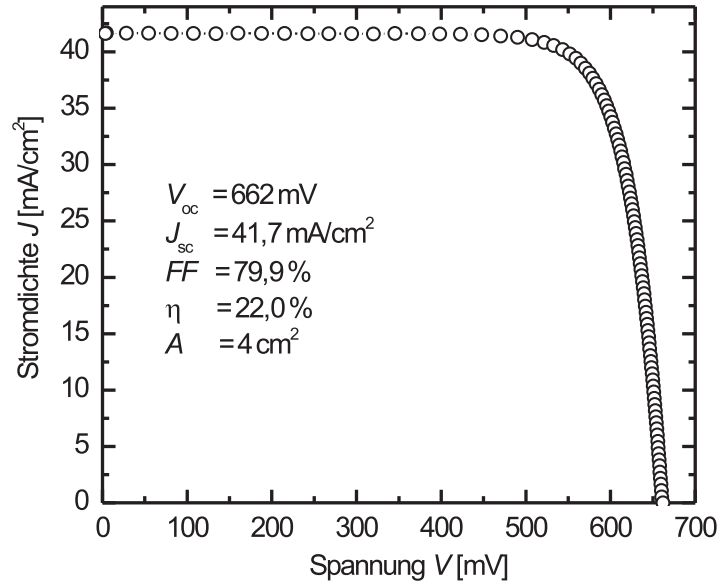


Abbildung 11.1: Hellkennlinie (AM1,5G, 100 mW/cm^2 , 25°C) der besten rückseitensammelnden RISE Solarzelle mit einem unabhängig bestätigten Wirkungsgrad von $22,0\%$ auf einer Fläche von $(2 \times 2) \text{ cm}^2$. Die Kennlinie wurde am Fraunhofer ISE CALLAB gemessen.

pfindlichkeit $SR(\lambda)$ (*Spectral Response*) ist definiert durch die Kurzschlussstromdichte $J_{sc}(\lambda)$ im Verhältniss zur einfallenden Intensität $I(\lambda)$:

$$SR(\lambda) := \frac{J_{sc}(\lambda)}{I(\lambda)}. \quad (11.1)$$

Die externe Quanteneffizient EQE , als das Verhältniss der zu J_{sc} beitragenden Elektron-Loch-Paare $N_{el}(\lambda)$ zur Anzahl der auf die Zelle einfallenden Photonen $N_{ph,ext}(\lambda)$, ist definiert durch

$$EQE(\lambda) := \frac{N_{el}(\lambda)}{N_{ph,ext}(\lambda)} = \frac{hc}{q\lambda} SR(\lambda), \quad (11.2)$$

mit dem Plank'schen Wirkungsquantum h und der Lichtgeschwindigkeit c . Zur Bestimmung der internen Quanteneffizient IQE , als das Verhältniss der zu J_{sc} beitragenden Elektron-Loch-Paare zur Anzahl der in der Solarzelle absorbierten Photonen $N_{ph,int}(\lambda)$, werden nun von der EQE die Verluste durch Reflexion $R(\lambda)$ herausgerechnet. Die $IQE(\lambda)$ ist demzufolge definiert durch

$$IQE(\lambda) := \frac{N_{el}(\lambda)}{N_{ph,int}(\lambda)} = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)}. \quad (11.3)$$

Zu beachten ist, dass Absorptionen in der Zelle, welche nicht zur Generation von Elektron-Lochpaaren führen - etwa Absorption in der Antireflexschicht - mit dieser Definition nicht von elektronischen Verlusten im Halbleiter diskriminiert werden

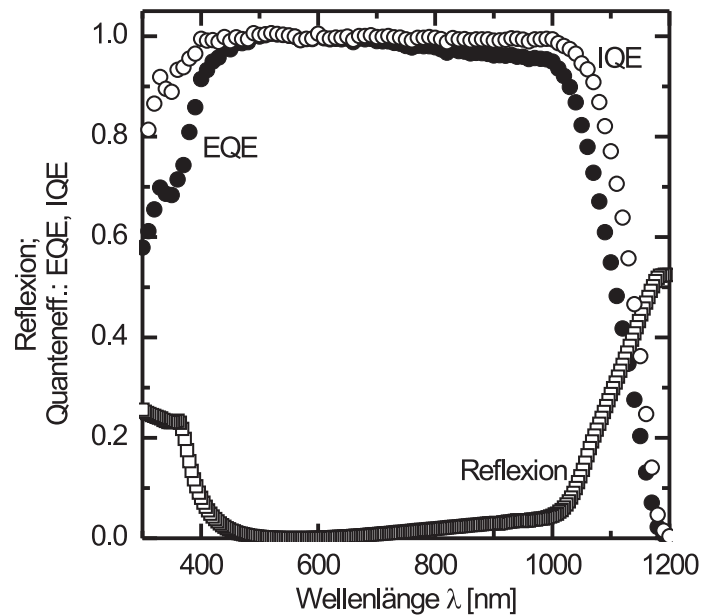


Abbildung 11.2: Gemessene externe Quanteneffizienz EQE und Reflexion R der rückseitensammelnden RISE Solarzelle. Mit dargestellt ist die daraus bestimmte interne Quanteneffizienz IQE .

können. Bei den hier diskutierten Solarzellen sind jedoch derlei parasitäre Absorptionen ausreichend gering, um mit der Definition (11.3) für die IQE aussagekräftige Informationen über die elektronischen Prozesse im Halbleiter zu erhalten.

In Abbildung 11.2 ist die aus der spektralen Empfindlichkeitsmessung extrahierte interne und externe Quanteneffizienz sowie die gemessene Reflexion in Abhängigkeit der eingestrahlten Wellenlänge aufgetragen. Der Vorteil reduzierter Reflexionsverluste rückkontaktierter Solarzellen wird anhand der Reflexionsmessung deutlich. Zwischen $\lambda = 460$ nm und $\lambda = 720$ nm zeigt die RISE Solarzelle Reflexionsverluste $< 1\%$ gegenüber Reflexionsverlusten von ca. 10% für Solarzellen mit Metallisierung auf der Vorderseite (siehe Abbildung 3.1). Die interne Quanteneffizienz mit einem Wert sehr nahe eins im Wellenlängenbereich von $\lambda = 400$ nm bis $\lambda = 1000$ nm spricht für eine exzellente Vorderseitenpassivierung der Zelle. Ein IQE -Wert von knapp $0,8$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1100$ nm zeigt zudem die effektive Ausnutzung von IR-Licht. Dies ist auf das „*light trapping*“ in Verbindung mit den Spiegeleigenschaften der rückseitigen SiO_2/Al Grenzfläche zurückzuführen.

Um den Hauptverlustmechanismus in dieser hocheffizienten RISE Solarzelle aufzudecken, wurde die Strom-Spannungs-Charakteristik sowohl unter Beleuchtung als auch im Dunkeln gemessen (d.h. Messung der sogenannten Hell- und Dunkelkennlinie) und in Abbildung 11.3 semilogarithmisch dargestellt. Beide Kennlinien wurden mit dem 2-Dioden-Modell (Abbildung 2.1 auf Seite 17) gefittet, welches ohmsche Widerstände und Rekombinationsverluste in der Raumladungszone modellhaft be-

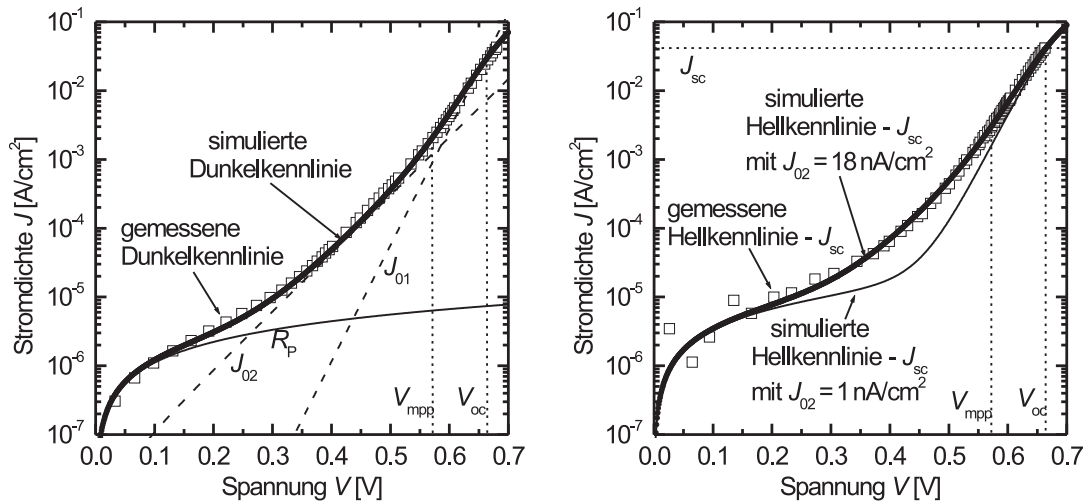


Abbildung 11.3: Gemessene Dunkelkennlinie (linker Graph) und um die Kurzschlussstromdichte J_{sc} verschobene Hellkennlinie (rechter Graph) in semilogarithmischer Darstellung. Beide Messkurven wurden mit dem gleichen Parametersatz erfolgreich mit dem 2-Dioden-Modell gefittet. Zusätzlich dargestellt ist die (hypothetische) Hellkennlinie des 2-Diodenmodells mit verringertem Beitrag der zweiten Diode J_{02} .

rücksichtigt.

Für die Berechnung *beider* Fits aus Abbildung 11.3 wurden dieselben Sättigungsstromdichten $J_{01} = 2,0 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$ und $J_{02} = 1,8 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ verwendet. Die dabei erzielte gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Hell- und Dunkelkennlinien spricht für die Richtigkeit der ermittelten Parameter. Die verwendeten Fitparameter sind in Tabelle 11.1 zusammengefasst. Im linken Graph der Abbildung 11.3 sind zudem die Kennlinien der ersten und zweiten Diode aufgetragen, sowie die Spannungen im Leerlauf $V_{oc} = 662 \text{ mV}$ und am Punkt maximaler Leistungsdichte („maximum power point“) $V_{mpp} = 569 \text{ mV}$ eingezeichnet.

Tabelle 11.1: Fitparameter der in Abbildung 11.3 dargestellten Dunkel- und Hellkennlinie der rückseitensammelnden RISE Solarzelle.

	J_{01}	J_{02}	R_p	R_s
Dunkel	$2,0 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$	$1,8 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$	$9 \times 10^4 \Omega\text{cm}^2$	$0,3 \Omega\text{cm}^2$
Hell	$2,0 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$	$1,8 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$	$3 \times 10^4 \Omega\text{cm}^2$	$0,3 \Omega\text{cm}^2$

Wie im linken Graph von Abbildung 11.3 zu sehen ist, limitiert am „maximum power point“ hauptsächlich die zweite Diode mit $J_{02} = 1,8 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ den Wirkungsgrad der Solarzelle. Die Gesamtverlustleistung an diesem Punkt beträgt $1,75 \text{ mW/cm}^2$ und teilt sich auf in Rekombinationsverluste an der Oberfläche und im Volumen mit $0,5 \text{ mW/cm}^2$, in Rekombinationsverluste in der Raumladungszone mit $0,7 \text{ mW/cm}^2$

und ohmsche Verluste durch den Serienwiderstand mit $0,55 \text{ mW/cm}^2$.

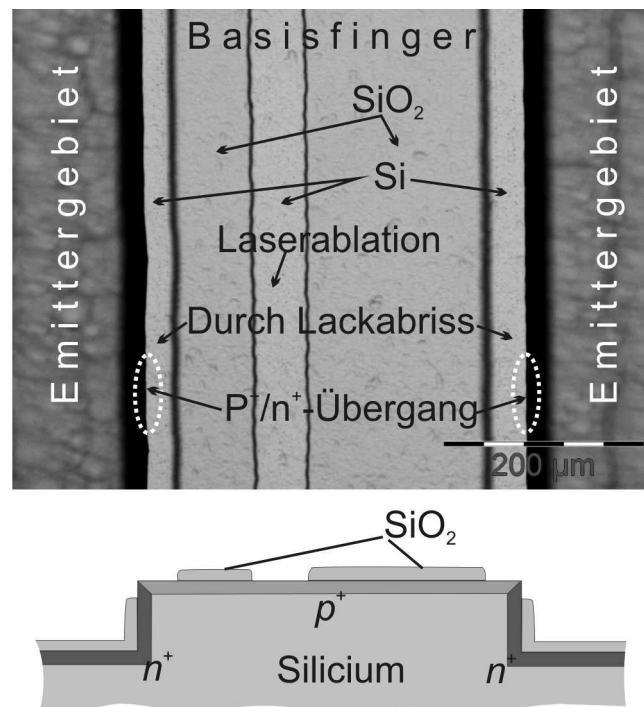


Abbildung 11.4: Lichtmikroskopaufnahme eines SiO_2 -passivierten Basisfingers auf der Rückseite der RISE-Solarzelle. Unter der Aufnahme ist der Bereich im Querschnitt skizziert. Im mittleren Bereich des Basisfingers ist die Kontaktöffnung in der SiO_2 -Schicht durch Laserablation einer Lackenschutzschicht und anschließendem HF-Dip zu sehen. Ein technologisch bedingter, ungewollter Lackabriss an den Kanten der Rückseitenstruktur führt zu einem nicht-passivierten p^+/n^+ -Übergang.

In Abbildung 11.4 ist eine Lichtmikroskopaufnahme eines SiO_2 -passivierten Basisfingers auf der Rückseite der RISE Solarzelle nach lokaler Öffnung der SiO_2 -Schicht zur lokalen Kontaktierung gezeigt. Wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, wird die lokale Öffnung der SiO_2 -Schicht durch lokale Laserablation eines Schutzlackes auf der Rückseite und anschließendes Ätzen in einer HF-Lösung realisiert. Das Aufbringen des Schutzlackes erfolgte durch die „Spin-On“-Technik. Die Höhentopographie auf der Rückseite der RISE Solarzellen bewirkte bei dieser Solarzelle ein Abreißen des Lackfilms an den Kanten der Stufen, so dass an diesen Stellen das SiO_2 ebenfalls in der HF-Lösung entfernt wurde. In Abbildung 11.4 ist das freiliegende Silicium an den Kanten des Basisfingers deutlich zu sehen. Dies führt zu einem nicht-passivierten p^+/n^+ -Übergang an der Oberfläche und damit zu einer Erhöhung von J_{02} . Die Sättigungsstromdichte der zweiten Diode J_{02} setzt sich aus dem Beitrag der Raumladungszone im Volumen und aus der Rekombination des freiliegenden p^+/n^+ -Übergangs zusammen:

$$J_{02} = J_{02,\text{Vol}} + J_{02,\text{S}}. \quad (11.4)$$

Der Beitrag von $J_{02,\text{Vol}}$ kann mit [170]

$$J_{02,\text{Vol}} = \frac{qW_{\text{RLZ}}n_i}{2\tau_{\text{Vol}}} \quad (11.5)$$

zu $J_{02,\text{Vol}} \leq 8 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ abgeschätzt und somit vernachlässigt werden. Zur Abschätzung wurde die Weite der Raumladungszone zu $W_{\text{RLZ}} = 1 \mu\text{m}$ und die Ladungsträgerlebensdauer im Volumen zu $\tau_{\text{Vol}} \geq 100 \mu\text{s}$ angenommen. Das J_{02} dieser Zelle ist also durch den freiliegenden p^+/n^+ -Übergang bestimmt und berechnet sich für die Zelle der Fläche A zu [171]

$$J_{02,\text{S}} = J_{02,\text{Linie}} \frac{L_{p/n}}{A} \quad (11.6)$$

mit $J_{02,\text{Linie}}$ ($[\text{A/cm}]$) als Sättigungsstrom pro Länge des an die Oberfläche stoßenden p/n -Überganges. $L_{p/n}$ ist die Gesamtlänge des p/n -Überganges an der Oberfläche. Mit $L_{p/n} = 36 \text{ cm}$ und $A = 4 \text{ cm}^2$ der hier analysierten RISE Solarzelle berechnet sich $J_{02,\text{Linie}}$ zu $2 \times 10^{-9} \text{ A/cm}$. Kühn *et al.* berechneten mit Hilfe von 2-dimensionalen Simulationen den Sättigungsstrom pro Länge $J_{02,\text{Linie}}$ in Abhängigkeit der Rekombinationsgeschwindigkeit S an der Oberfläche [171]. Für ein $J_{02,\text{Linie}} = 2 \times 10^{-9} \text{ A/cm}$ wird ein S -Wert von etwa 10^6 cm/s angegeben [171], welches ein erwarteter Wert einer nicht-passivierten Si-Oberfläche darstellt [172, 173].

Tabelle 11.2: Wirkungsgradpotential der rückseitensammelnden RISE Solarzelle bei Verminderung der Verluste der zweiten Diode.

	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
Messung	662	79,9	22,0
Simulation mit $J_{02} = 1 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$	670	82,2	22,9
Verbesserung			
relativ			4,1 %
absolut			0,9 %

In Abbildung 11.3 ist im rechten Graph die mit $J_{02} = 1 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ berechnete und um J_{sc} verschobene Hellkennlinie aufgetragen. Die Rekombination in der Raumladungszone hat bei dieser Kennlinie am „maximum power point“ einen Anteil an der Gesamtverlustleistung von $< 10\%$ und ist somit nicht mehr dominant. In Tabelle 11.2 sind die mit $J_{02} = 1 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ berechneten elektrischen Parameter der rückseitensammelnden RISE Solarzelle im Vergleich zu den Messergebnissen zusammengefasst. Die Reduktion von $J_{02} = 1,8 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ auf $J_{02} = 1 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ würde eine Steigerung des Wirkungsgrades von 0,9 % absolut bedeuten. Eine solche Verringerung der Rekombinationsstromdichte in der Raumladungszone kann durch eine Reduktion der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit im Bereich des an die Oberfläche stoßenden p/n -Überganges auf einen Wert zwischen $S = 1 \times 10^4 \text{ cm/s}$ und $S = 5 \times 10^4 \text{ cm/s}$ erreicht werden [171]. Literaturwerte für Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von SiO_2 -passivierten

Si-Oberflächen liegen zwischen $S = 1 \times 10^3$ cm/s und $S = 2 \times 10^4$ cm/s für Phosphor-dotierte Oberflächen bei einer Dotierkonzentration im Bereich von 5×10^{19} cm⁻³ bis 2×10^{20} cm⁻³ [168]. Für Bor-dotierte Oberflächen sind Werte von $S = 1 \times 10^3$ cm/s bis 1×10^4 cm/s für Dotierkonzentrationen an der Oberfläche von 1×10^{19} cm⁻³ bis 5×10^{19} cm⁻³ angegeben [169]. In Abbildung 6.7 auf Seite 70 sind die gemessenen Dotierprofile der rückseitensammelnden RISE Solarzelle aufgetragen. Die Oberflächenkonzentration sowohl der Phosphor- als auch der Bor-Diffusion liegen in dem angegebenen Konzentrationsbereich. Die Reduktion der Sättigungsstromdichte der zweiten Diode von $J_{02} = 1,8 \times 10^{-8}$ A/cm² auf $J_{02} = 1 \times 10^{-9}$ A/cm² kann nach Ref. [171] daher dadurch erreicht werden, dass das passivierende SiO₂ in den Bereichen der Raumladungszone während der Kontaktöffnungsprozedur *nicht* entfernt wird.

Die in Kapitel 10 eingeführte Ablation von SiO₂ mit Hilfe eines Ultrakurzpulslasers zur Prozessierung von Si-Solarzellen ermöglicht die direkte Entfernung der dielektrischen Schicht ohne zusätzlich aufgebrauchte Schutzschichten. Mit dieser Technologie wird das passivierende Siliciumdioxid in den Bereichen, in denen der *p/n*-Übergang an die Oberfläche stößt, nicht angegriffen, da bei der Laserablation kein Ätzschritt in HF nötig ist. Der Analyse zufolge haben rückseitensammelnde RISE Solarzellen mit der in Kapitel 6.1.1 beschriebenen Prozesssequenz in Kombination mit direkter Laserablation von SiO₂ für die Kontaktöffnung ein Wirkungsgradpotential von 23 %.

11.2 RISE-EWT Solarzellen

Der in Abschnitt 6.2.1 dargestellte Prozessfluss der RISE-EWT Solarzelle stellt mit nur einer Oxidation und einer Phosphordiffusion den Basisprozess dar. Der auf der Zellrückseite angeordnete Emitter ist bei dieser Zelle ganzflächig metallisiert. Der Basisprozess der RISE-EWT Solarzelle erlaubt eine einfache Implementierung eines zusätzlichen Oxidationsschrittes, wodurch eine SiO_2 -Passivierung des rückseitigen Emitters erreicht wird. Die Auswirkung dieser Prozesserweiterung auf die Zellparameter, insbesondere auf die Kurzschlussstromdichte J_{sc} und auf die offenen Klemmenspannung V_{oc} , wird in diesem Kapitel analysiert.

Als Ausgangsmaterial dienten (100)-orientierte FZ- und Cz-Siliciumwafer mit einer Dicke von $W = (250 \pm 15) \mu\text{m}$. Das FZ-Si weist einen spezifischen Widerstand von $0,4 - 0,6 \Omega\text{cm}$ auf, das Cz-Material weist einen spezifischen Widerstand von $0,5 - 1,7 \Omega\text{cm}$ auf. Die Entwicklung der RISE-EWT Solarzelle auf FZ-Si erfolgte auf einer Zellfläche von $(10 \times 10) \text{cm}^2$, wobei der beleuchtete Zellbereich eine Fläche von $91,9 \text{cm}^2$ aufweist*. Die RISE-EWT Solarzellen auf Cz-Si wurden auf einer Zellfläche von $(8,3 \times 10) \text{cm}^2$ prozessiert; die beleuchtete Zellfläche beträgt bei diesen Zellen $76,4 \text{cm}^2$.

In Abbildung 11.5 sind die beiden hier diskutierten Ausführungen (A) und (B) der RISE-EWT Solarzelle als Querschnittsskizze dargestellt:

(A) Die „Basis-RISE-EWT“ Solarzelle mit *einer* Oxidation und *einer* Phosphordiffusion im Prozessfluss (siehe Abschnitt 6.2.1).

(B) Der Prozessfluss nach (A) erweitert mit einem zusätzlichen Oxidationsschritt für eine SiO_2 -Passivierung des rückseitigen Emitters. Die lokale Kontaktöffnung wurde mittels Laserstrahlverfahren in Kombination mit einer selektiven Emitterdiffusion realisiert.

Einfluss der Prozessvarianten auf die offene Klemmspannung V_{oc}

In Abbildung 11.6 sind ECV-Messungen zur Bestimmung der Phosphor-Dotierkonzentration vor (gefüllte Symbole) und nach (offene Symbole) der zusätzlichen Temperaturbehandlung (2. Oxidation und 2. POCl_3 -Diffusion) dargestellt. Der Verlauf vor Temperaturbehandlung entspricht dem Dotierprofil im Emitter der Basis-RISE-EWT Solarzelle, der Verlauf nach Temperaturbudget, dem der RISE-EWT Solarzelle in Ausführung (B).

Der zusätzliche Oxidationsschritt, sowie die selektive Emitterdiffusion der Ausführung (B) bewirken eine Umverteilung der ursprünglichen Phosphor-Dotierkonzentration des Emitters auf der Vorder- und Rückseite und in den Löchern. Die nachfolgende Temperaturbehandlung führt zu einer geringeren Dotierkonzentration an der Oberfläche und zu einem flacheren Verlauf des Dotierprofils. Die Dotierkonzentration an der Oberfläche reduziert sich von etwa $N_D = 3 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ auf etwa

*Busbare sind aus messtechnischen Gründen während den Messungen abgedeckt.

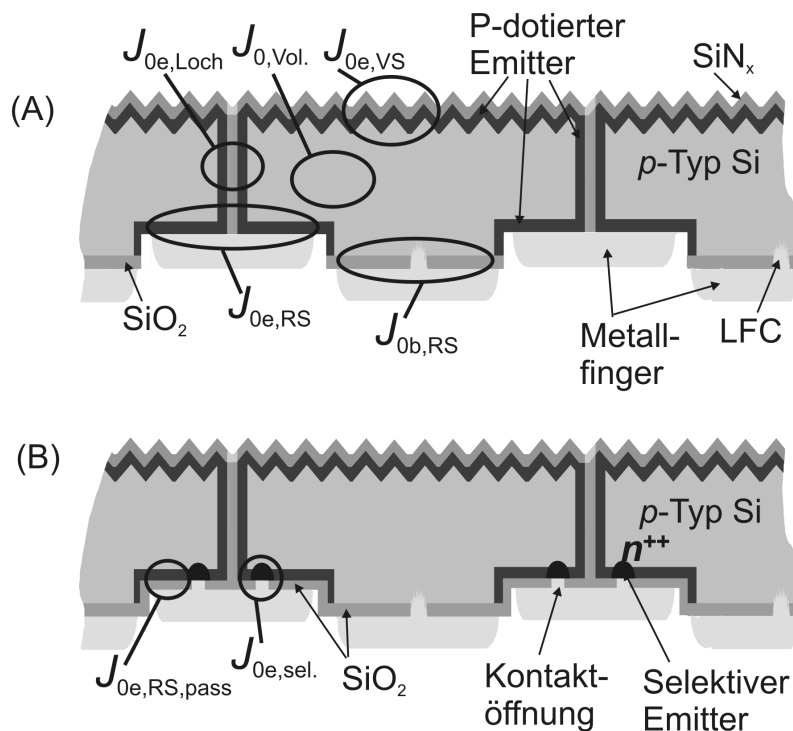


Abbildung 11.5: Querschnitt der RISE-EWT Solarzelle ohne Passivierung des rückseitigen Emitters (Ausführung (A)) und mit SiO_2 -Passivierung des rückseitigen Emitters (Ausführung (B)). Die Zellen der Ausführung (B) weisen lokale Kontaktöffnungen im SiO_2 mit einem selektiven Emitterprofil unter den Metallkontakten auf. Die einzelnen Beiträge zur Gesamtsättigungsstromdichte $J_{0,ges}$ der Solarzelle sind in den beiden Skizzen markiert.

$N_D = 1,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Der p/n -Übergang nach der $40 \Omega/\text{sq}$ -Diffusion liegt bei circa $0,5 \mu\text{m}$, während durch die weitere Diffusion der Phosphoratome aufgrund der weiteren Temperaturbehandlung der p/n -Übergang bei etwa $1 \mu\text{m}$ liegt.

Eine geringere Dotierkonzentration an der Oberfläche erlaubt das Erreichen einer geringeren Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S bei Passivierung der Oberfläche [168]. Ein flacherer Verlauf des Dotierprofils mit geringeren maximalen Konzentrationen reduziert zudem die Auger-Rekombination im Emitter. Beide Effekte resultieren in einer geringeren Emittersättigungsstromdichte J_{0e} nach der Temperaturbehandlung.

In Abbildung 11.7 sind die Emittersättigungsstromdichten von Vorder- und Rückseitenemitter für beide Ausführungen der RISE-EWT Solarzelle aufgetragen. Die Werte wurden aus einzeln dafür angefertigten Teststrukturen ermittelt. Die offenen Symbole wurden auf texturierter, mit SiN_x passivierter Oberfläche bestimmt und stellen die J_{0e} -Werte des Vorderseitenemitters dar. Die nach der POCl_3 -Diffusion folgende Temperaturbehandlung führt zu einer Reduktion der Emittersättigungsstromdichte von $J_{0e,VS} = (400 \pm 80) \text{ fA/cm}^2$ für die RISE-EWT Solarzelle in Ausführung (A) auf $J_{0e,VS} = (130 \pm 26) \text{ fA/cm}^2$ in der Ausführung (B). Im Falle des

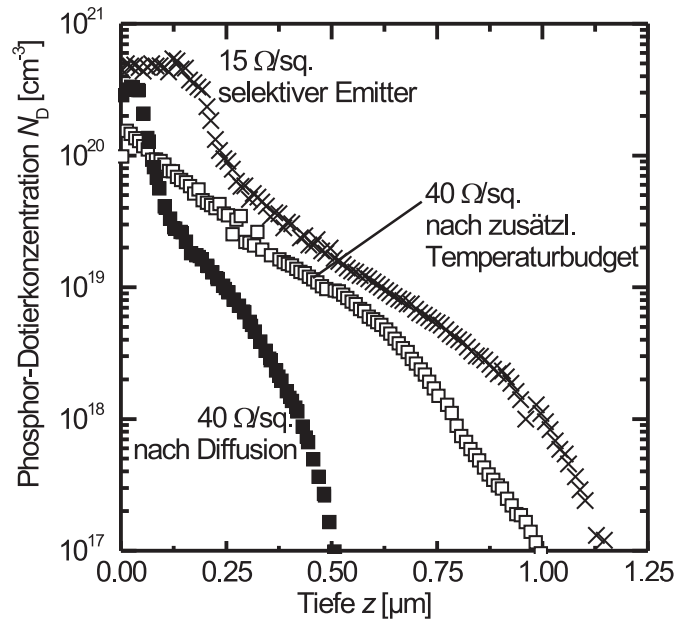


Abbildung 11.6: Aufgetragen ist die Phosphor-Dotierkonzentration N_D über die Tiefe z direkt nach der POCl_3 -Diffusion (gefüllte Symbole) und das Dotierprofil nach anschließender Temperaturbehandlung durch die folgende Oxidation und selektive Emitterdiffusion (offene Symbole). Mit aufgetragen ist das Dotierprofil der selektiven Emitterdiffusion.

Rückseitenemitters und des Emitters in den Löchern verringert sich die Emittersättigungsstromdichte von $J_{0e,RS} = (510 \pm 120) \text{ fA/cm}^2$ ohne Oberflächenpassivierung auf $J_{0e,RS} = (80 \pm 16) \text{ fA/cm}^2$ durch die SiO_2 -Passivierung in der Ausführung (B).

Abbildung 11.8 stellt die flächengewichteten Beiträge der einzelnen Bereiche in der RISE-EWT Solarzelle (siehe Abbildung 11.5) zur Gesamtsättigungsstromdichte $J_{0,ges}$ dar. Die Gesamtsättigungsstromdichte ergibt sich aus der Summe der einzelnen Beiträge. Der Wert für $J_{0e,RS}$ der Ausführung (B) ergibt sich aus den flächengewichteten Werten von $J_{0e,RS,pass}$ und $J_{0e,sel}$. Für die Löcher wurden dieselben Emittersättigungsstromdichten angenommen wie für den rückseitigen Emitter, da sie dieselbe Oberflächenpassivierung aufweisen. Ihr Beitrag zu $J_{0,ges}$ ist jedoch aufgrund des geringen Flächenanteils vernachlässigbar.

Aus diesen Untersuchungen lassen sich die Bereiche der Hauptrekombinationsverluste in den verschiedenen Ausführungen der Solarzelle aufdecken und die zu erwartende offene Klemmspannung mit $V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{sc}}{J_{0,ges}} + 1 \right)$ berechnen. Dafür wurde der Kurzschlussstrom zu $J_{sc} = 40 \text{ mA/cm}^2$ angenommen.

Für die Basis-RISE-EWT Solarzelle (Ausführung (A)) auf FZ-Si ergibt sich eine Gesamtsättigungsstromdichte von $J_{0,ges} = (748 \pm 150) \text{ fA/cm}^2$, welches ein $V_{oc} = (635 \pm 5) \text{ mV}$ erwarten lässt. Diese Solarzelle ist durch die Rekombinationsverluste an der Vorderseite und am rückseitigen Emitter limitiert. In der Ausführung

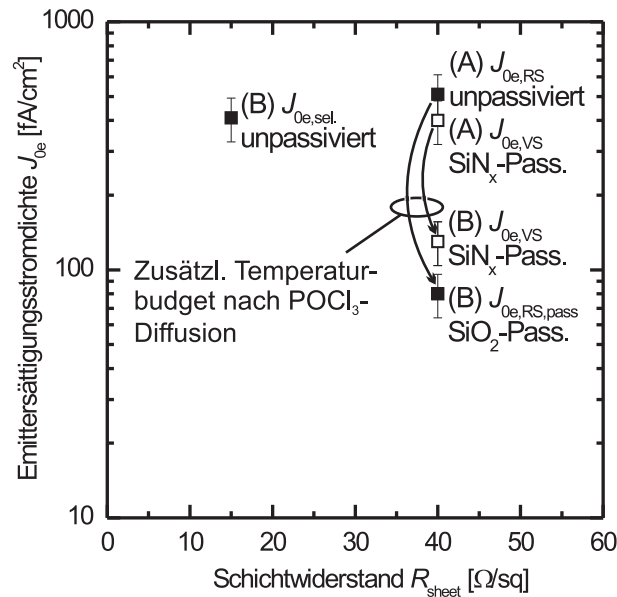


Abbildung 11.7: Aufgetragen sind die mittels QSSPC-Messung bestimmten Emittersättigungsstromdichten J_{0e} des Vorder- und Rückseitenemitters. Die mit gefüllten Symbolen dargestellten Werte sind auf planarer Oberfläche gemessen und stellen die J_{0e} -Werte des Rückseitenemitters dar. Die Oberfläche ist dabei entweder nicht passiviert (Ausführung (A) und $J_{0e,sel}$ in Ausführung (B)) oder weist eine SiO_2 -Passivierung auf. Die offenen Symbole wurden auf texturierter, mit SiN_x passivierter Oberfläche bestimmt und stellen die J_{0e} -Werte des Vorderseitenemitters dar. Eine nach der POCl_3 -Diffusion folgende Temperaturbehandlung führt zu einer Reduktion der Emittersättigungsstromdichte.

(B) konnten genau diese Bereiche verbessert werden (siehe Abb. 11.7), wodurch sich für diese Zelle ein $J_{0,ges} = (230 \pm 26) \text{ fA/cm}^2$, bzw. ein von $V_{oc} = (665 \pm 5) \text{ mV}$ ergibt. Durch die zusätzliche Oxidation und selektive Emittendiffusion ist demzufolge ein um 30 mV höheres V_{oc} zu erwarten.

Bei Verwendung des hier betrachteten Cz-Siliciums als Ausgangsmaterial für die RISE-EWT Solarzelle stellt insbesondere nach lichtinduzierter Degradation die Rekombination im Volumen den Hauptverlustmechanismus dar. Die oben dargestellten Sättigungsstromdichten lassen vor lichtinduzierter Degradation ein V_{oc} von $(653 \pm 5) \text{ mV}$ und nach Degradation von $(633 \pm 5) \text{ mV}$ erwarten.

Ergebnisse von RISE-EWT Solarzellen auf FZ- und Cz-Si

In den Abbildungen 11.9 und 11.10 sind die unter Standardtestbedingungen (AM1,5G, 100 mW/cm^2 , 25°C) gemessenen Hellkennlinien von RISE-EWT Solarzellen dargestellt, welche mit FZ-Si bzw. Cz-Si als Ausgangsmaterial hergestellt wurden.

Die zuvor berechneten V_{oc} -Werte für die RISE-EWT Solarzellen sowohl auf FZ- als

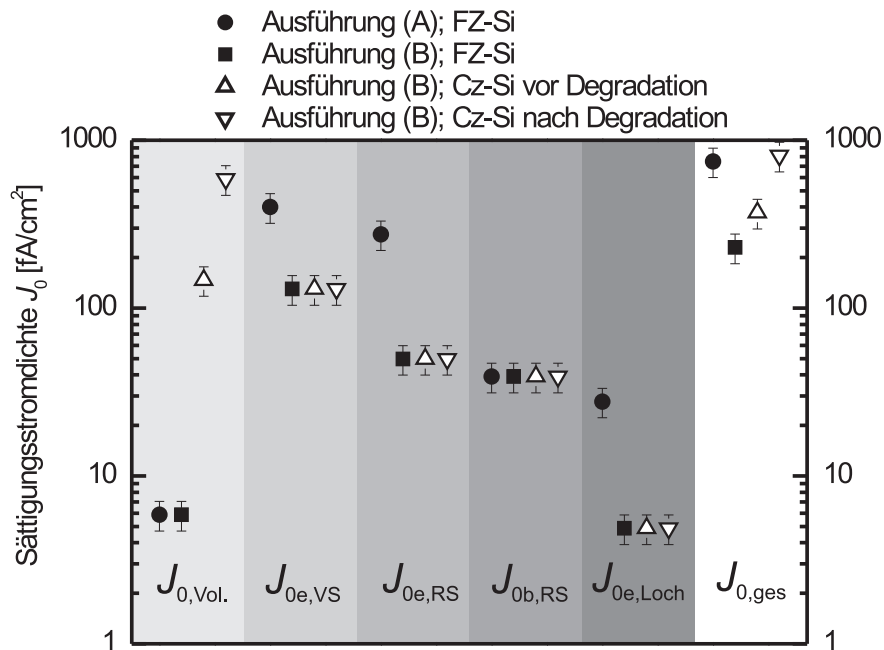


Abbildung 11.8: Aufgetragen sind die Beiträge der einzelnen Bereiche in der RISE-EWT Solarzelle (siehe Abbildung 11.5) zur Gesamtsättigungsstromdichte $J_{0,ges}$. Die Gesamtsättigungsstromdichte ergibt sich aus der Summe der einzelnen, flächengewichteten Beiträge.

auch Cz-Si stimmen mit den an den Solarzellen gemessenen Werten gut überein. Wirkungsgrade von 20 % werden auf FZ-Si mit dem Basisprozess des RISE-EWT Konzeptes erzielt. Ein Spitzenwirkungsgrad von 21,4 % auf FZ-Si wurde mit dem um eine Oxidation und $POCl_3$ -Diffusion erweiterten RISE-EWT Prozess auf $91,9 \text{ cm}^2$ realisiert. In Anbetracht des bisher höchsten je veröffentlichten Wirkungsgrades einer EWT-Zelle von 21,4 % auf $6,0 \text{ cm}^2$ [63], hergestellt unter Verwendung einer Bor-Diffusion und mehrerer Photolithographieschritte, sind die mit dem RISE-EWT Konzept erzielten Ergebnisse besonders bemerkenswert.

Auf Cz-Si stellen die mit dem RISE-EWT Konzept erzielten Wirkungsgrade von 20,6 % vor und 19,6 % nach lichtinduzierter Degradation die höchsten bisher je veröffentlichten Wirkungsgrade von EWT-Solarmodulen dar. Die vergleichsweise geringe Prozesskomplexität zur Herstellung dieser Solarzellen unterstreicht die Bedeutung des RISE-EWT-Konzeptes als neuer Ansatz für Hocheffizienzsolarmodulen in der industriellen Fertigung.

Tabelle 11.3 fasst die Ergebnisse, welche im Rahmen dieser Arbeit mit dem RISE-EWT Konzept erzielt wurden, zusammen.

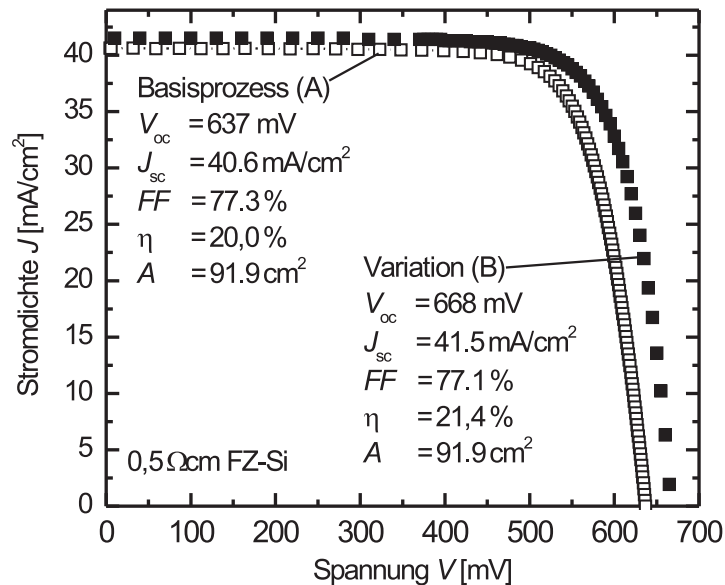


Abbildung 11.9: Unter Standardtestbedingungen (AM1,5G, 100 mW/cm², 25 °C) gemessene I - V -Charakteristik einer auf FZ-Si prozessierten RISE-EWT Solarzelle in den Ausführungen (A) und (B). Mit der in Abschnitt 6.2.1 dargestellten Prozesssequenz wurde ein am Fraunhofer ISE CALLAB unabhängig bestätigter Wirkungsgrad von 20,0% erreicht. Der zusätzliche Oxidationsprozess und die selektive Emittendiffusion bewirken eine Wirkungsgradsteigerung auf 21,4%. Nach derzeitigem Kenntnisstand stellen dies die höchsten je publizierten Wirkungsgrade von EWT-Solarzellen auf größerer Fläche dar. Durch die ausnahmslos maskenfreie Prozesstechnologie zur Herstellung dieser Solarzelle ist dieses Ergebnis besonders bemerkenswert.

Diskussion des Kurzschlussstromes J_{sc}

Aus den beiden Hellkennlinien in Abbildung 11.9 kann eine Kurzschlussstromdichte von $J_{sc} = 40,6 \text{ mA/cm}^2$ für die Basis-RISE-EWT Solarzelle und $J_{sc} = 41,5 \text{ mA/cm}^2$ für die RISE-EWT Solarzelle mit SiO₂-Passivierung auf dem rückseitigen Emitter abgelesen werden. Der absolute Gewinn von $0,9 \text{ mA/cm}^2$ gegenüber der Basis-RISE-EWT Solarzelle ist durch eine reduzierte Auger-Rekombination im Vorderseitenemitter, durch eine Passivierung des rückseitigen Emitters und durch eine erhöhte Reflexion an der Rückseite der Solarzelle zu erklären.

In Abbildung 11.11 sind im linken Graph die gemessene externe Quanteneffizienz (EQE) und die gemessene Reflexion der beiden RISE-EWT Solarzellen aus Abbildung 11.9 dargestellt. Die gemessene EQE wurde dabei auf den im Sonnensimulator bestimmten Kurzschlussstrom normiert. Der rechte Graph stellt die aus der Reflexion und EQE berechneten IQE -Werte in Abhängigkeit der eingestrahlteten Wellenlänge dar. Verluste durch Absorption im SiN_x reduzieren die IQE .

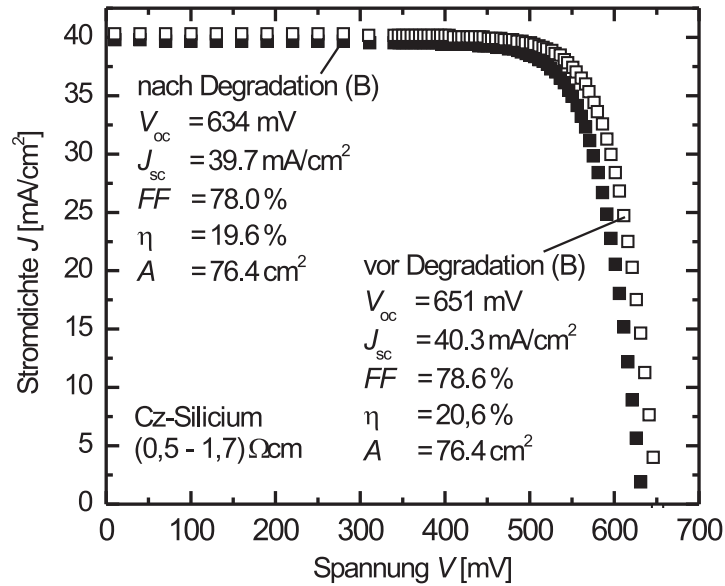


Abbildung 11.10: Unter Standardtestbedingungen (AM1,5G, 100 mW/cm^2 , 25°C) gemessene I - V -Charakteristik einer auf Cz-Si prozessierten RISE-EWT Solarzelle mit SiO_2 -Passivierung des rückseitigen Emitters. Ein Wirkungsgrad von 20,6 % vor und 19,6 % nach lichtinduzierter Degradation stellen die höchsten bisher je veröffentlichten Wirkungsgrade von EWT-Solarellen auf Cz-Si dar.

Tabelle 11.3: Zusammenfassung der Ergebnisse von RISE-EWT Solarzellen.

Material	Ausführung	V_{oc} [mV] berechnet	V_{oc} [mV] gemessen	η [%] gemessen	A [cm^2]
FZ-Si	(A)	635 ± 5	637	20,0	91,9
FZ-Si	(B)	665 ± 5	668	21,4	91,9
Cz-Si	(B)	653 ± 5	651	20,6	76,4
nach lichtinduzierter Degradation					
Cz-Si	(B)	633 ± 5	634	19,6	76,4

Eine nach der Phosphordiffusion folgende Temperaturbehandlung hat neben der oben diskutierten Auswirkung auf die offene Klemmspannung der Solarzelle auch einen Einfluss auf die Sammelwahrscheinlichkeit der im Emitter generierten Ladungsträger. Eine geringere Auger-Rekombination im Emitter führt zu einer erhöhten internen Quantenausbeute und somit zu einem Gewinn im Kurzschlussstrom der Solarzelle. Wie im rechten Graph in Abb. 11.11 zu sehen ist, ist dieser Effekt im Wellenlängenbereich 300 nm bis 500 nm am stärksten ausgeprägt, da hier,

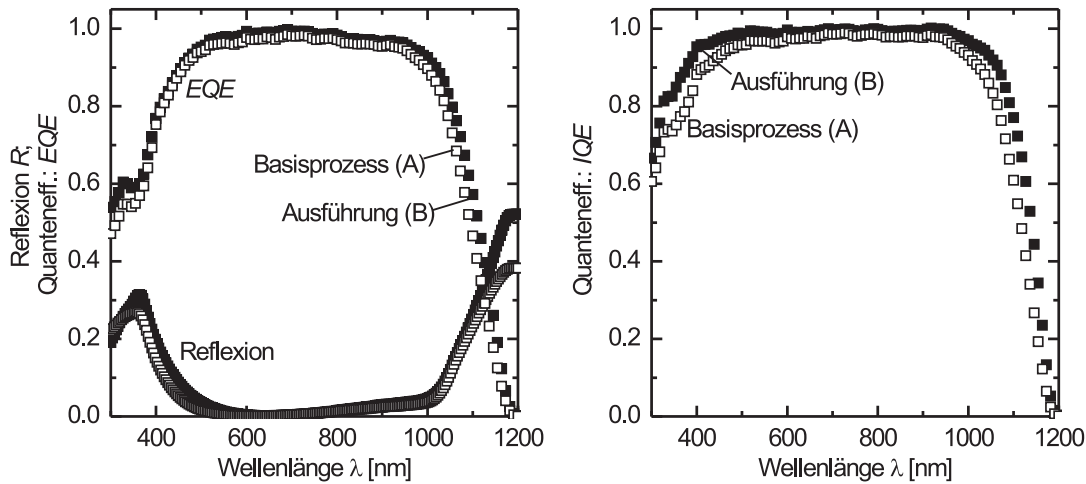


Abbildung 11.11: Im linken Graph ist die gemessene externe Quanteneffizienz (EQE) und die gemessene Reflexion der beiden RISE-EWT Solarzellen aus Abbildung 11.9 dargestellt. Im rechten Graph sind die daraus bestimmten internen Quanteneffizienzen (IQE) aufgetragen.

mit Ausnahme der parasitären Absorption im SiN_x , alle Photonen innerhalb des Emitters absorbiert werden. Aus der Differenz der EQE bestimmt sich der Gewinn in der Kurzschlussstromdichte in diesem Spektralbereich zu $0,1 \text{ mA/cm}^2$, was ohne erhöhte Reflexion der Zelle (B) auf $0,3 \text{ mA/cm}^2$ gesteigert werden könnte. Im Wellenlängenbereich von 500 nm bis 1000 nm beträgt der aus der EQE bestimmte Gewinn $0,3 \text{ mA/cm}^2$.

Für Wellenlängen $> 1000 \text{ nm}$ macht sich die Optik der inneren Rückseite der Solarzelle bemerkbar. Aus der Differenz der EQE -Werte lässt sich der Stromgewinn im Wellenlängenbereich von 1000 nm bis 1200 nm zu $0,5 \text{ mA/cm}^2$ bestimmen. Um die Auswirkung der zusätzlichen SiO_2 -Schicht auf dem rückseitigen Emitter auf die Reflexion an der inneren Zellrückseite zu quantifizieren, wurden die Reflexionsmessungen aus Abbildung 11.11 mit einem zur Verfügung gestellten Computerprogramm [174] angefitet. Das Fitprogramm verwendet ein von Brendel *et al.* veröffentlichtes optisches Modell [175], welches um die Absorption von freien Ladungsträgern erweitert wurde. In Abbildung 11.12 sind die gemessenen und mit dem Fitprogramm berechneten Reflexionswerte im infraroten Wellenlängenbereich für die Basis-RISE-EWT Solarzelle und die RISE-EWT Solarzelle mit SiO_2 -Passivierung des rückseitigen Emitters aufgetragen. Mit dem verwendeten optischen Modell ergibt sich für die RISE-EWT Solarzelle in der Ausführung (A) eine Reflexion an der Rückseite von 88% und für die RISE-EWT Solarzelle in der Ausführung (B) eine Reflexion von 97% .

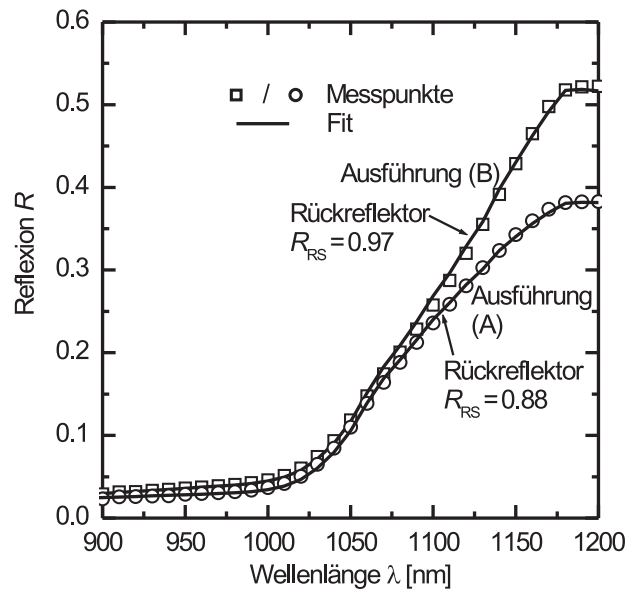


Abbildung 11.12: Gemessene und berechnete Reflexion im infraroten Wellenlängenbereich für die auf FZ-Si prozessierten RISE-EWT Solarzellen mit (Kreissymbole) und ohne (Quadrate) SiO_2 -Passivierung des rückseitigen Emitters. Mit dem verwendeten optischen Modell ergibt sich eine Erhöhung der Reflexion auf der Zellrückseite von 88 % für die Basis-RISE-EWT Solarzelle auf 97 % für die RISE-EWT Solarzelle mit einer SiO_2 -Passivierung.

11.3 Zusammenfassung

Mit der rückseitensammelnden RISE Solarzelle wurde auf einer Zellfläche von $(2 \times 2) \text{ cm}^2$ ein unabhängig bestätigter Wirkungsgrad von 22 % auf p -Typ FZ-Silicium erzielt. Dieses Ergebniss stellt den höchsten bisher je veröffentlichten Wirkungsgrad von Si-Solarzellen dar, welche mit einer komplett maskenfreien Prozesstechnologie hergestellt wurden. Die Hauptlimitierung dieser Solarzelle ist durch die Technologie zur Realisierung der lokalen Kontaktöffnungen in SiO_2 bedingt. Ein Abriss des verwendeten Schutzlackes an den Kanten führt zu einem nicht passivierten p/n -Übergang an der rückseitigen Oberfläche der Solarzelle. In Kapitel 10 ist mit der direkten Laserablation von SiO_2 mit Hilfe eines Ultrakurzpulslasers die technologische Lösung dieses Problems gegeben. Aus der Zellanalyse ergibt sich, dass ein Wirkungsgrad von 23 % allein mit einer verbesserten Kontaktöffnungsprozedur mit der hier vorgestellten rückseitensammelnden RISE Solarzelle realisierbar sein sollte.

Mit der in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Prozesssequenz zur Herstellung der RISE-EWT Solarzelle konnte ein unabhängig bestätigter Wirkungsgrad von 20 % auf einer Fläche von $91,9 \text{ cm}^2$ erzielt werden. Weiter wurde der Einfluss einer zusätzlichen SiO_2 -Passivierung auf dem rückseitigen Emitter aufgezeigt. Durch den zusätzlichen Oxidationsschritt und die selektive Emitterdiffusion in der Prozesskette wird

das Dotierprofil des sammelnden Emitters flacher und weist eine geringere maximale Konzentration an Phosphoratomen auf. Eine Steigerung der offenen Klemmspannung V_{oc} um 31 mV von 637 mV auf 668 mV und eine Erhöhung der Kurzschlussstromdichte von 40,6 mA/cm² auf 41,5 mA/cm² konnten durch eine geringere Auger-Rekombination im Emitter und eine erhöhte Reflexion von IR-Strahlung an der Zellrückseite erzielt werden. Nach derzeitigem Kenntnisstand stellt der erreichte Wirkungsgrad von 21,4% den höchsten je publizierten Wirkungsgrad einer EWT-Solarzelle auf größerer Fläche dar. Im Gegensatz zu den bisher publizierten Hocheffizienz-EWT Solarzellen [63] wird die RISE-EWT Zelle ohne Photolithographietechnologie hergestellt.

Mit dem RISE-EWT Konzept erzielte Wirkungsgrade von 20,6% vor und 19,6% nach lichtinduzierter Degradation stellen die höchsten bisher je veröffentlichte Werte für EWT-Solarzellen auf Cz-Silicium dar.

Kapitel 12

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein rückseitenkontaktiertes Zellkonzept - die sogenannte RISE Solarzelle - entwickelt, welches das kostengünstige Herstellen hocheffizienter Siliciumsolarzellen ermöglicht und eine Umsetzung in die industrielle Produktion erlaubt. Laserprozesse wurden für eine masken- und berührungsfreie Fertigung rückseitenkontaktierter Si-Solarzellen entwickelt und als Schlüsseltechnologie zur Prozessierung der RISE Solarzellen eingesetzt. Eine geringe laserinduzierte Schädigung des Siliciumkristalls und das Potential zur Prozessierung einer Solarzelle in wenigen Sekunden stellen die Kriterien zur Spezifikation einer geeigneten Laserstrahlquelle zur Prozessierung von Hocheffizienz solarzellen in der industriellen Massenproduktion dar. Basierend auf den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wurde unter Berücksichtigung beider Kriterien für die einzelnen Laserprozesse verschiedene Laserstrahlquellen bewertet und eine Auswahl einer geeigneten Laserstrahlquelle getroffen. Für die Metallisierung der RISE Solarzellen wurde das Aufdampfen von Aluminium im Vakuum gewählt, um dünnste Siliciumwafer in der industriellen Fertigung mit geringer Bruchrate prozessieren zu können.

Die RISE Solarzelle

Im Gegensatz zu herkömmlichen Industriesolarzellen sind bei der RISE Solarzelle beide Metallkontakte auf der Zellrückseite angeordnet; die beleuchtete Zellvorderseite ist frei von Metall. Hauptmerkmal der RISE-Technologie ist eine mittels Laserstrahlverfahren realisierte kammartig ineinandergreifende Oberflächenstruktur auf der Zellrückseite in Verbindung mit einer einzigen maskenlosen Metallisierung durch Vakuumaufdampfung. Diese Kombination spiegelt sich in dem Namen RISE *Rear Interdigitated Single Evaporation* wieder. Abhängig von der zur Verfügung stehenden Qualität des Siliciummaterials wurden zwei Ausführungen der RISE Solarzelle entwickelt: (i) die **rückseitensammelnde RISE Solarzelle** für qualitativ hochwertiges Siliciummaterial und (ii) die **RISE-EWT** Solarzelle, welche mit einem hohen Emitter-Flächenanteil und der damit verbundenen hohen Stromsammelwahrscheinlichkeit insbesondere für Silicium geringerer bis mittlerer Qualität geeignet ist. Der *komplette* Prozessfluss sowie die verwendeten Einzelprozesse für die Herstellung beider RISE Solarzellen sind in dieser Arbeit erstmals dargestellt und beschrieben.

Lasermaterialbearbeitung als Schlüsseltechnologie

In dieser Arbeit experimentell untersucht und zum Teil neu entwickelte Laserprozesse sind:

- Die erstmalig eingesetzte Laserstrukturierung großer Flächenanteile der Silicioberfläche. Auf etwa der halben Zellfläche wird bei der RISE Solarzelle eine Ätz- und Diffusionsbarriere (SiO_2 oder SiN_x) zusammen mit einem Teil des darunterliegenden Siliciums durch die Laserstrahlung ablatiert und dadurch die geometrische Anordnung der Basis- und Emittergebiete auf der Rückseite definiert.
- Das Bohren von Löchern durch Siliciumwafer hindurch für das Herstellen der RISE-EWT Solarzelle.
- Die erstmalig vorgestellte und experimentell untersuchte schädigungsarme Ablation von SiO_2 -Schichten auf *Emittergebiet* mit *ultrakurzen Laserpulsen*.

Laserstrukturierung von Siliciumwafern

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe vereinfachter, analytischer Lösungen der Wärmediffusionsgleichung und unter Berücksichtigung der minimalen (in flüssigem Silicium) und maximalen (Si bei $T = 300\text{ K}$) optischen Eindringtiefe die laserinduzierte Tiefenschädigung bei der Laserablation von Silicium abgeschätzt. Für eine bestimmte zu tolerierende Tiefe der Schädigung erlaubt die theoretische Abschätzung die Auswahl der zu verwendenden Laserstrahlquelle. Soll die laserinduzierte Schädigung auf eine Tiefe von z.B. $3\ \mu\text{m}$ bis $4\ \mu\text{m}$ begrenzt werden, so muss eine frequenzkonvertierte Laserstrahlung mit $\lambda = 532\text{ nm}$ oder $\lambda = 355\text{ nm}$ verwendet werden mit einer optischen Eindringtiefe von $\alpha^{-1} < 1\ \mu\text{m}$. Zudem soll die Strahlquelle eine Pulsdauer von $t_{\text{Puls}} \leq 30\text{ ns}$ aufweisen, damit die thermische Eindringtiefe auf $< 3\ \mu\text{m}$ beschränkt ist.

Mit Hilfe von orts aufgelösten Lebensdauerermessungen und tiefenaufgelöster Entfernung des geschädigten Siliciums wurde die laserinduzierte Tiefenschädigung experimentell ermittelt. Für die Flächenstrukturierung von Silicium konnte mit den frequenzkonvertierten Laserstrahlquellen ($\lambda = 532\text{ nm}$ und $\lambda = 355\text{ nm}$) mit $t_{\text{Puls}} = 30\text{ ns}$ die Tiefe der Schädigung auf $\leq 4\ \mu\text{m}$ begrenzt werden. Dieses Ergebnis konnte nahezu unabhängig von der verwendeten Pulsenergie bzw. Laserintensität erzielt werden. Auf den mit dem IR-Laser ($\lambda = 1064\text{ nm}$) bearbeiteten Siliciumflächen wurde mit $(25 - 10 + 1)\ \mu\text{m}$ eine deutlich tiefere Schädigung als für $\lambda = 532\text{ nm}$ und $\lambda = 355\text{ nm}$ festgestellt. Die Tiefe der Schädigung kann bei $\lambda = 1064\text{ nm}$ zudem abhängig von der verwendeten Laserintensität bis zu $45\ \mu\text{m}$ betragen.

Bei einem mittleren Zellwirkungsgrad von 20% und einer Zellgröße von $(12,5 \times 12,5)\text{ cm}^2$ muss in der industriellen Produktion für eine Jahreskapazität von 30 MW_p eine Taktzeit von $2,6\text{ s}$ pro Solarzelle eingehalten werden.

Der in dieser Arbeit untersuchte Slab-Laser mit $\lambda = 532\text{ nm}$ und $t_{\text{Puls}} \leq 10\text{ ns}$ erfüllt von den betrachteten Laserstrahlquellen die geforderten Kriterien einer geringen laserinduzierten Schädigung und einer hohen Prozessgeschwindigkeit am besten. Eine auf experimentellen Daten basierende Berechnung zeigt, dass mit diesem Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von derzeit $P_{\text{av}} = 40\text{ W}$ Prozesszeiten von $< 8\text{ s}$

für das Strukturieren einer RISE Solarzelle möglich sind. Drei parallel arbeitende Laser sind demnach für eine 30 MW_p Produktion für diesen Prozess nötig.

Laserbohren von Löchern in Siliciumwafern

Zum Durchbohren eines Siliciumwafers sind eine bestimmte Anzahl von Laserpulsen N_{Pulse} nötig. Eine geringe Pulsanzahl bzw. große Abtragstiefe pro Laserpuls ist für eine schnelle Bearbeitung von Vorteil.

IR-Laserstrahlung zeigt gegenüber frequenzkonvertierter Laserstrahlung bei *gleicher Pulsdauer und Pulsenergie* eine höhere Bohrtiefe pro Laserpuls. Zum Durchbohren eines Siliciumwafers mit einer bestimmten Dicke sind mit dem IR-Laser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$ oder $\lambda = 1030 \text{ nm}$) daher weniger Pulse nötig als mit Festkörperlasern mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung der laserinduzierten Schädigung zeigen keine Abhängigkeit von der verwendeten Wellenlänge, so dass hinsichtlich einer hohen Prozessgeschwindigkeit Festkörperlaser in ihrer Grundwellenlänge im IR-Bereich auszuwählen sind. Die Bohrtiefe eines Einzelpulses ist proportional zur Pulsdauer t_{Puls} . Eine möglichst große Pulsdauer ist demnach für eine hohe Prozessgeschwindigkeit von Vorteil. Die Dauer der Laserpulse t_{Puls} ist durch die Verfahrensgeschwindigkeit des Laserstrahls auf der Probenoberfläche nach oben begrenzt. Bei einer typischen Ablenkgeschwindigkeit von $v_{\text{Scan}} = 10 \text{ m/s}$ legt der Laserstrahl des Scheibenlasers innerhalb der Pulsdauer von $1 \mu\text{s}$ bereits eine Strecke von $10 \mu\text{m}$ zurück. Eine Abhängigkeit der laserinduzierten Schädigung von der Pulsdauer konnte nicht beobachtet werden. Laserstrahlquellen mit Pulsdauern von mehreren hundert Nanosekunden bis einige Mikrosekunden sind daher für das Bohren von Löchern in Siliciumwafern auszuwählen.

Der in dieser Arbeit untersuchte Scheibenlaser mit $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und $t_{\text{Puls}} \approx 1 \mu\text{s}$ erfüllt von den hier betrachteten Laserstrahlquellen die geforderten Spezifikationen zum Bohren von Löchern in Siliciumsolarzellen am besten. Die ca. 15000 Löcher einer $200 \mu\text{m}$ dicken RISE-EWT Solarzelle lassen sich mit diesem Laser in 6 s bis 8 s realisieren. Die laserinduzierte Schädigung wurde für diesen Laserprozess zu $(5 \pm 2) \mu\text{m}$ bestimmt.

Ultrakurze Laserpulse zur Ablation von dielektrischen Schichten

In dieser Arbeit wurde erstmalig die Verwendung ultrakurzer Laserpulse für die Prozessierung von Solarzellen vorgeschlagen. Die *direkte* Ablation von passivierenden SiO_2 -Schichten auf n^+ -Emittern mit einem frequenzverdoppelten ($\lambda = 532 \text{ nm}$) Ultrakurzpulslaser mit einer Pulsdauer von etwa 10 ps wurde dabei untersucht. Gemessene spezifische Kontaktwiderstände von $0,4 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ bis $1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ auf einem $(100 \pm 5) \Omega/\text{sq}$ Emitter belegen die vollständige Entfernung der SiO_2 -Schicht mit einem einzigen Laserpuls und ohne nasschemisches Nachätzen.

Die laserinduzierte Schädigung bei der direkten SiO_2 -Ablation wurde mit Hilfe von Lebensdauermessungen untersucht. Mit dem Ultrakurzpulslaser wurde eine Emittersättigungsstromdichte von $J_{0e} = (3,0 \pm 0,9) \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ auf einem $(100 \pm 5) \Omega/\text{sq}$

P-dotierten Emitter erreicht, welcher etwa dem Zweifachen des HF-Referenzwertes mit $(1,4 \pm 0,1) \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ entspricht. Auf Basis dieser experimentell ermittelten Werte wurde mit Hilfe einer eindimensionalen Simulation die Auswirkung dieses Unterschiedes in der Emittersättigungsstromdichte auf den Zellwirkungsgrad zu 1 % realtiv berechnet. Nach einer selektiven Emitterdiffusion mit $R_{\text{sheet}} = (20 \pm 3) \Omega/\text{sq}$ in den lasergeöffneten Bereichen werden mit dem Ultrakurzpulslaser dieselben Werte wie für die HF-Referenz gemessen, welche im Bereich von $(600 - 700) \text{ fA/cm}^2$ liegen.

Metallisierung durch Vakuumverdampfung und selbstjustierende Kontakttrennung

Die Metallisierung von RISE Solarzellen erfolgt mittels physikalischer Dampfphasenabscheidung. Dabei wird die Rückseite der Zelle mittels Elektronenstrahl-Verdampfung im Hochvakuum ganzflächig mit Al bedampft, Schattenmasken kommen bei der Herstellung der RISE Zelle nicht zum Einsatz. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Nasschemieprozess bewirkt eine elektrische Trennung der Kontakte selbstjustierend an den Flanken der rückseitigen Grabenstruktur am Übergang zwischen Emitter- und Basisgebiet. Die zuverlässige RISE-Kontakttrennung von $(15 \pm 3) \mu\text{m}$ dick aufgedampften Aluminiumschichten an Grabenstrukturen von $(5 \pm 1) \mu\text{m}$ Tiefe konnte erfolgreich demonstriert werden.

Rekordwirkungsgrade mit RISE Solarzellen

- Ein unabhängig bestätigter Wirkungsgrad von 22,0 % auf *p*-Typ FZ-Silicium und einer Zellfläche von $(2 \times 2) \text{ cm}^2$ wurde mit der **rückseitensammelnden RISE** Solarzelle erzielt. Dieses Ergebnis stellt nach derzeitigem Kenntnisstand den höchsten bisher je veröffentlichten Wirkungsgrad von Si-Solarzellen dar, welche mit einer komplett maskenfreien Prozesstechnologie hergestellt wurden. Aus der Zellanalyse ergibt sich, dass ein Wirkungsgrad von 23 % allein mit einer verbesserten Kontaktöffnungsprozedur realisierbar sein sollte. Die technologische Lösung ist mit der direkten SiO_2 -Ablation mit Ultrakurzpulslasern in dieser Arbeit vorgeschlagen.
- Ein mit dem **RISE-EWT** Zellkonzept erreichter Wirkungsgrad von 21,4 % auf einer Zellfläche von $91,9 \text{ cm}^2$ stellt den höchsten je publizierten Wirkungsgrad einer EWT-Solarzelle auf größerer Fläche dar. Im Gegensatz zu den bisher publizierten Hocheffizienz-EWT Solarzellen wird die RISE-EWT Zelle ohne Photolithographietechnologie und ohne Bordiffusion hergestellt.
- Auf industriüblichem Bor-dotiertem Cz-Si wurden mit dem **RISE-EWT** Konzept Wirkungsgrade von 20,6 % vor und 19,6 % nach lichtinduzierter Degradation erzielt. Diese Werte stellen die höchsten bisher je veröffentlichten Werte für EWT-Solarzellen auf Cz-Silicium dar.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Hoffmann. PV on the way from a few lead markets to a world market. *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, 2454–2456, 2006.
- [2] Arnulf Jäger-Waldau. European Photovoltaics in world wide comparison. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **352**, 1922–1927, 2006.
- [3] R.M. Swanson. A Vision for Crystalline Silicon Photovoltaics. *Prog. Photovolt.*, **14**, 443–453, 2006.
- [4] W. Hoffmann and M. Viaud. Competitiveness of grid-connected PV solar electricity without support and its impact on off-grid 3rd world applications. *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona*, 2873–2878, 2005.
- [5] O. Hartley, J. Malmström and A. Milner. Driving The PV Industry Towards Competitiveness. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, 3217–3220, 2006.
- [6] M.A. Green, K. Emery, D.L. King, Y. Hishikawa and W. Warta. Solar cell efficiency tables (version 28). *Prog. Photovolt.*, **14**, 455, 2006.
- [7] Solar Generation. Technical report, EPIA/Greenpeace Publication, October, 2001.
- [8] T. Surek. Progress in US photovoltaics: Looking back 30 years and looking forward 20. *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Osaka*, SPL–E3–01. 2003.
- [9] W. Hoffmann. Towards an Effective European Industrial Policy for PV Solar Electricity. *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris*, 2711–2716, 2004.
- [10] verabschiedet vom Deutschen Bundestag 16.12.1999, novelliert 2004. *Gesetz zur Förderung der Erneuerbaren Energien*.
- [11] A. C. Sinke, G. del Coso and C. del Canioz. Crystalline Silicon PV Technology Roadmapping in the CRYSTALCLEAR Integrated Project. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, 3213–3216, 2006.

-
- [12] P. Verlinden, R.A. Crane, R.M. Swanson, T. Iwata, K. Handa, H. Ogasa and D.L. King. A 21,6% efficient photovoltaic module with backside contact silicon solar cells. *Proceedings of the 12th European Photovoltaic Specialists Conference, Amsterdam*, 1304–1307, 1994.
- [13] J.M. Gee, S.E. Garrett and W.P. Morgan. Simplified module assembly using back-contact crystalline-silicon solar cells. *Proceedings of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 1085, 1997.
- [14] 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 Specialists Conference, New Orleans*, 78–81, 2002.
- [15] 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, Munich*, p. 1303, 2001.
- [16] M.J. Kerr, A. Cuevas and R.A. Sinton. Generalized analysis of quasi-steady-state and transient open circuit voltage measurements. *J. Appl. Phys.*, **91**(1), 399, 2002.
- [17] M.S. Tyagi and R. van Overstraeten. Minority-carrier recombination in heavily-doped silicon. *Solid-State Electron.*, **26**, 577, 1983.
- [18] J. Dziewior and W. Schmid. Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 346, 1977.
- [19] A. Hangleiter and R. Häcker. Enhancement of band-to-band Auger recombination by electron-hole correlations. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 215, 1987.
- [20] M.J. Kerr and A. Cuevas. General parameterization of auger recombination in crystalline silicon. *J. Appl. Phys.*, **91**, 2473, 2002.
- [21] W. Shockley and W.T. Read. Statistics of the recombination of holes and electrons. *Phys. Rev.*, **87**, 835, 1952.
- [22] R.N. Hall. Electron-hole recombination in germanium. *Phys. Rev.*, **87**, 387, 1952.
- [23] J. Czochralski. Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle. *Z. Phys. Chem.*, **92**, 219–221, 1918.
- [24] K. Bothe. *Oxygen-related trapping and recombination centres in boron-doped crystalline silicon*. PhD thesis, Universität Hannover, 2006.
- [25] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, New York, 1981.

-
- [26] H. Nagel, C. Berge and A.G. Aberle. Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-steady-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, **86**(11), 6218, 1999.
- [27] B. Fischer. *Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements*. PhD thesis, Universität Konstanz, 2003.
- [28] M.A. Green. *Solar Cells: Operating Principles, Technology and System Applications*. University of New South Wales, Sydney, Australia, 1998.
- [29] D.E. Kane and R.M. Swanson. Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method. *Proceedings of the 18th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Washington DC*, p. 578, 1985.
- [30] A. Cuevas, M. Stocks, D. MacDonald and R. Sinton. Applications of the quasi-steady-state photoconductance technique. *Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, p. 1236, 1998.
- [31] A. Cuevas. The effect of emitter recombination on the effective lifetime of silicon wafers. *Sol. En. Mat.*, **57**, 277, 1999.
- [32] R.A. Sinton and A. Cuevas. Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data. *Appl. Phys. Lett.*, **69**(17), 2510, 1996.
- [33] International Technical Commission. Photovoltaic Devices Part 3: Measurement principles for terrestrial photovoltaic (PV) devices with reference spectral irradiance data. Technical report, IEC, Genf, 1989.
- [34] P.A. Basore and D.A. Clungston. PC1D version 4 for Windows: from analysis to design. *Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Washington*, p. 377, 1996.
- [35] J. Dicker, J. Sölter, J.O. Schumacher, S.W. Glunz and W. Warta. Analysis of rear contacted solar cell structures for cost-effective processes and materials. *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Anchorage*, p. 387, 2000.
- [36] 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.
- [37] R.J. Schwartz and M.D. Lammert. Silicon solar cells for high concentration applications. *Proceedings of the IEEE International Electron Devices Meeting, Washington DC*, p. 350, 1975.

-
- [38] M.D. Lammert and R.J. Schwartz. The interdigitated back contact solar cell: a silicon solar cell for use in concentrated sunlight. *IEE Trans. Electron Devices*, **24**(4), 337, 1977.
- [39] A. Cuevas, R.A. Sinton and R.R. King. A technology-based comparison between two-sided and back-contacted silicon solar cells. *Proceedings of the 10th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 23, 1991.
- [40] R.M. Swanson. Point contact silicon solar cells. *Electric Power Research Institute Rep.*, **AP-2859**, May 1983.
- [41] R.M. Swanson, A.K. Beckwith, R.A. Crane, W.D. Eades, Y.H. Kwark, R.A. Sinton and S.E. Swirhun. Point-Contact Silicon Solar Cells. *IEEE Trans. Elect. Devices*, **31**(5), 661–664, 1984.
- [42] R.A. Sinton, Y.Kwark, S. Swirhun and R.M. Swanson. Silicon Point Contact Concentrator Solar Cells. *IEEE Electron Device Letters*, **6**(8), 405–407, 1985.
- [43] P. Verlinden, F. Van de Wiele, G. Stehelin and J. P. David. Optimized Interdigitated Back Contact Solar Cell for High Concentrated Sunlight. *Proceedings of the 18th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Las Vegas*, p. 55, 1985.
- [44] R.A. Sinton, Y. Kwark, J.Y. Gan and R.M. Swanson. 27.5-percent silicon concentrator solar cells. *IEEE Electron Device Letters*, **EDL-7**(10), 567, 1986.
- [45] R.R. King, R.A. Sinton and R.M. Swanson. Front and back surface fields for point-contact solar cells. *Proceedings of the 20th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Las Vegas*, p. 538, 1988.
- [46] R.A. Sinton and R.M. Swanson. Design criteria for Si point-contact concentrator solar cells. *IEEE Trans. Elect. Devices*, **34**(10), 2116–2123, 1987.
- [47] R.A. Sinton, P. Verlinden, D.E. Kane and R.M. Swanson. Development efforts in silicon backside-contact solar cells. *Proceedings of the 8th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Florenz*, p. 1472, 1988.
- [48] P. Verlinden, R.A. Swanson, R.A. Sinton and D.E. Kane. Multilevel metallisation for large area point-contact solar cells. *Proceedings of the 20th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Las Vegas*, p. 347, 1988.
- [49] P. Verlinden, R.A. Sinton and R.A. Swanson. High efficiency large area back contact concentrator solar cell with a multilevel interconnection. *Int. J. Solar Energy*, **6**, 347, 1988.
- [50] R.A. Sinton and R.M. Swanson. Simplified Backside-Contact Solar Cells. *IEEE Trans. Electron Devices*, **37**(2), 348, 1990.
- [51] R.R. King, R.A. Sinton and R.M. Swanson. One-sun single crystalline silicon solar cell research. Technical Report SAND 91-7003, Stanford University, 1991.

- [52] P.J. Verlinden, R.M. Swanson and R.A. Crane. 7000 High-efficiency cells for a dream. *Prog. Photovolt.*, **2**(2), 143, 1994.
- [53] P.J. Verlinden, R.M. Swanson and R.A. Crane. High efficiency silicon point contact solar cells for concentrator and high value one-sun applications. *Proceedings of the 12th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Amsterdam*, p. 1477, 1994.
- [54] P.J. Verlinden, R.A. Sinton, K. Wickham, R.A. Crane and R.M. Swanson. Backside-contact silicon solar cells with improved efficiency for the 1996 world solar challenge. *Proceedings of the 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona*, p. 96, 1997.
- [55] W.P. Mulligan, D.H. Rose, M.J. Cudzinovic, M. de Ceuster, K.R. McIntosh, D.D. Smith and R.M. Swanson. Manufacture of Solar Cells with 21% Efficiency. *Proceedings of the*.
- [56] J. Vedde. Float zone silicon for high-volume production for solar cells. *Proceedings of the 3rd World Conference of Photovoltaic Energy Conversion, Osaka*, 4O-D7-03, 2003.
- [57] K. McIntosh, M. Cudzonovic, D. Smith, W. Mulligan and R. Swanson. The choice of silicon wafer for the production of rear-contact solar cells. *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Osaka*, 971-974, 2003.
- [58] R. Hall and T. Soltys. Polka Dot Solar Cell. *Proceedings of the 14th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p. 550, 1980.
- [59] 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, Hawaii*, p. 1462, 1994.
- [60] J.M. Gee, W.K. Schubert and P.A. Basore. Emitter wrap-through solar cell. *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Louisville*, p. 265, 1993.
- [61] W. Neu, A. Kress, W. Jooss, P. Fath and E. Bucher. Low cost multicrystalline back contact silicon solar cells with screen printed metallization. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **74**(1-4), 139, 2002.
- [62] 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*, p. 1340, 2003.
- [63] S.W. Glunz, J. Dicker, D. Kray, J.Y. Lee, R. Preu, S. Rein, E. Schneiderlöchner, J. Sölter, W. Warte and G. Willeke. High-efficiency cell structures for

- medium-quality silicon. *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Munich*, p. 1287, 2001.
- [64] A. Schönecker et al. ACE designs: the beauty of rear contact solar cells. *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, New Orleans*, p. 107, 2002.
- [65] S.R. Wenham and M.A. Green. *Australian Patent No. 570309*. 1984.
- [66] N.B. Mason, D. Jordan, T.M. Bruton, J.G. Summers, A.E. Hughes, G.R. Whitfield and R.W. Bentley. High efficiency silicon solar cells for concentrators. *Proceedings of the 22nd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Las Vegas*, 124–127, 1991.
- [67] J.P. Nagle. *Proceedings of the 11th Photovoltaic Solar Energy Conference, Montreux*, p. 1186, 1992.
- [68] T.M. Bruton. *Proceedings of the 12th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Amsterdam*, p. 761, 1994.
- [69] T.M. Bruton, N.B. Mason, S. Roberts, O.N. Hartley, S. Gledhill, W. Warte, S.W. Glunz and O. Schultz. Towards 20% efficient silicon solar cells manufactured at 60 MWp per annum. *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Osaka*, p. 899, 2003.
- [70] N. Mason, A. Artigao, P. Banda, R. Bueno, J.M. Fernandez, C. Morilla and R. Russell. The technology of the latest generation buried contact solar cell manufactured in BP Solar's Tres Cantos facility. *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris*, p. 2653, 2004.
- [71] 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 Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, 761–764, 2006.
- [72] 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*, 2006.
- [73] *Photon - Das Solarstrom-Magazin*, volume 4, 32–35. Solarverlag Aachen, 2004.
- [74] 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 Photovoltaic Energy Conversion, Vienna*, p. 1479, 1998.
- [75] E. van Kerschaver and G. Beaucarne. Back-Contact Solar Cells: A Review. *Prog. Photovolt.*, **14**, 107–123, 2006.

- [76] A.R. Burgers, J.H. Bultman, A.C. Tip and W.C. Sinke. Metallisation patterns for interconnection through holes. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **65**, 347–353, 2001.
- [77] R.H. Micheels, P. Valdivia and J.I. Hanoka. Solar Cell with Trench Through PN-Junction. Patent nr.us4989059, Mobil Solar Energy Corp. (US), 1991.
- [78] G. Emanuel, E. Schneiderlöchner, J. Stollhof, J. Gentischer, R. Preu and R. Lüdemann. High throughput laser isolation of crystalline silicon solar cells. *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 1578–1581, 2001.
- [79] W. Schmidt, B. Woesten and J.P. Kalejs. Manufacturing Technology for Ribbon Silicon (EFG) Wafers and Solar Cells. *Prog. Photovolt.*, **10**, 129–140, 2002.
- [80] R.L. Wallace, J.I. Hanoka, A. Rohatgi and G. Crotty. The silicon string ribbon. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **48**(1), 179–186, 1997.
- [81] K. Du, N. Wu, J. Xu, J. Giesekus, P. Loosen and R. Poprawe. Partially end-pumped Nd:YAG slab laser with a hybrid resonator. *Optics Letters*, **23**(5), 370, 1998.
- [82] K. Du, D. Li, H. Zhang, P. Shi, X. Wei and R. Diart. Electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser with a high repetition rate and a short pulse width. *Opt. Lett.*, **28**(2), 87, 2003.
- [83] H. Zhang, P. Shi, D. Li and K. Du. Diode-end-pumped, electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser and its second-harmonic generation. *Appl. Optics*, **42**(9), 1681, 2003.
- [84] C. Schnitzler, G. Schmidt, M. Höfer, D. Hoffmann and R. Poprawe. A 500W High Brightness diode end pumped Nd:YAG Slab Laser. 518–520, 2002.
- [85] A. Giesen, H. Huegel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch and H. Opower. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. *Appl. Phys. B*, **58**, 365, 1994.
- [86] A. Giesen. Thin Disk Lasers. *Laser Journal*, **Heft 2**, 42–45, 2005.
- [87] Ludger Müllers Fa. Rofin Sinar. Persönliche Mitteilung. 2006.
- [88] Bahaa E.A. Saleh and Malvin C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons Inc., 1991.
- [89] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books Standford, Mill Valey, 1986.
- [90] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonators. *Applied Optics*, **5**(10), 1550–1566, 1966.

-
- [91] M. A. Porrás, J. Alda and E. Bernabeu. Complex beam parameter and ABCD law for non-Gaussian and nonspherical light beams. *Applied Optics*, **31**(30), 6389–6402, 1992.
- [92] G.E. Jellison and D.H. Lowndes. Optical absorption coefficient of silicon at elevated temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 594–596, 1982.
- [93] G.G. Macfarlane, T.P. McLean, J.E. Quarrington and V. Roberts. Fine Structure in the Absorption-Edge Spectrum of Si. *Phys. Rev.*, **111**, 1245, 1958.
- [94] H.A. Weakliem and D. Redfield. Temperature dependence of the optical properties of silicon. *J. Appl. Phys.*, **50**(3), 1491, 1979.
- [95] G.E. Jellison and F.A. Modline. Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7 eV at elevated temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, **41**(2), 180–182, 1982.
- [96] 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**(5), 352, 1987.
- [97] K.M. Shvarev, B.A. Baum and P.V. Gel'd. *Sov. Phys. Solid State*, **16**, 2111, 1975.
- [98] K.D. Li and P.M. Fauchet. Picosecond Determination of the Dielectric Function of Liquid Silicon at 1064nm. *Solid State Commun.*, **61**, 207, 1987.
- [99] W.M. Steen and K. Watkins. *Laser Material Processing*. Band 3. Springer, Oktober 2003.
- [100] J.E. Moody and R.H. Hendel. Temperature profiles induced by a scanning cw laser beam. *J. Appl. Phys.*, **53**, 4364, 1982.
- [101] Y.I. Nissim, A. Lietoila, R.B. Gold and J.F. Gibbons. Temperature distributions produced in semiconductors by a scanning elliptical or circular cw laser beam. *J. Appl. Phys.*, **51**, 274–279, 1980.
- [102] M. Lax. Temperature rise by a laser beam. *J. Appl. Phys.*, **48**(9), 3919–3924, 1977.
- [103] L.P. Welsh, J.A. Tuchman and I.P. Herman. The importance of thermal stresses and strains induced in laser processing with focused Gaussian beams. *J. Appl. Phys.*, **64**(11), 6274–6285, 1988.
- [104] P.P. Pronko, P.A. VanRompay, F. Qian, D. Du and X. Liu. Laser Induced Avalanche Ionization and Electron-Lattice Heating of Silicon with Intense Near IR Femtosecond Pulses. *MRS Symposium Proceedings of Advanced Laser Processing of Materials - Fundamentals and Applications*, volume 397, 45–51, 1996.

-
- [105] A. Ostendorf and F. Siegel. Micro-machining using high-energy picosecond laser pulses - A cause-effect consideration. *Proceedings of the 23rd International Congress on Application of Lasers and Electro-Optics*, 2004.
- [106] P. Pronko, S. Dutta, J. Squier, J. Rudd, D. Du and G. Mourou. Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm. *Opt. Commun.*, **114**, 106–110, 1995.
- [107] J. Bonse, S. Baudach, J. Krüger, W. Kautek and M. Lenzner. Femtosecond laser ablation of silicon - modification thresholds and morphology. *Applied Physics A*, **74**, 19–25, 2002.
- [108] J.M. Liu. Simple technique for measurement of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Optics Letters*, **7**, 196, 1982.
- [109] G. Masetti, M. Severi and S. Solmi. Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-doped silicon. *IEEE Trans. El. Dev.*, **30**(7), 764, 1983.
- [110] F. Dannhäuser and J. Krausse. Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger -I. *Sol. State El.*, **30**(7), 1371, 1972.
- [111] P. Pohl. PhD thesis, Universität Hannover.
- [112] M. Bail, J. Kentsch, R. Brendel and M. Schulz. Lifetime mappings of Si wafers by an infrared camera. *Proceedings of the 28th IEE Photovoltaic Specialists Conference, Anchorage*, p. 99, 2000.
- [113] P. Pohl and R. Brendel. Temperature dependent infrared camera lifetime mapping (ILM). *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris*, p. 46, 2004.
- [114] R. Hezel and A. Metz. Crystalline silicon solar cells with efficiencies above 20% suitable for mass production. *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow*, p. 1091, 2000.
- [115] M. Manole, R. Meyer, P. Engelhart and R. Brendel. Effective methods to increase the thermal stability of shallow emitter solar cells with aluminium front contacts. *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona*, p. 1391, 2005.
- [116] Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung e.V. Verfahren zur Herstellung eines Halbleiter-Metallkontaktes durch eine Dielektrische Schicht. Offenlegungsschrift de 10046170 a1, Deutsches Patent- und Markenamt, 2000.
- [117] E. Schneiderlöchner. *Laserstrahlverfahren zur Fertigung kristalliner Silizium-Solarzellen*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2004.

- [118] W. Kern. The evolution of silicon wafer cleaning technology. *J. Electrochem. Soc.*, **137**, 1887, 1990.
- [119] D. King and M.E. Buck. Experimental optimization on an anisotropic etching process for random texturisation of silicon solar cells. *Proceedings of the 22nd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Las Vegas*, p. 303, 1991.
- [120] M. Grauvogel. *Herstellung und Charakterisierung von Truncated-Pyramid MISIL-Solarzellen*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 1997.
- [121] E. Peiner, A. Schlachetzki and D. Krüger. Doping Profile Analysis in Si by Electrochemical Capacitance-Voltage Measurements. *J. Electrochem. Soc.*, **142**(2), 576–580, 1995.
- [122] R. Meyer, P. Engelhart, B. Terheiden and R. Brendel. A Process Sequence for Silicon Solar Cells with Local Boron Diffused Back Surface Field. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, 713–716, 2006.
- [123] R. Hezel and K. Jäger. Low-temperature surface passivation of silicon for solar cells. *J. Electrochem. Soc.*, **136**(2), 518, 1989.
- [124] T. Lauinger, J. Schmidt, A.G. Aberle and R. Hezel. Record low surface recombination velocities on 10hcm p-silicon using remote plasma silicon nitrid passivation. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1232, 1996.
- [125] A.G. Aberle and R. Hezel. Progress in low-temperature surface passivation of silicon solar cells using remote-plasma silicon nitride. *Prog. Photovolt.*, **5**, 29, 1997.
- [126] A. Metz. *Neuartige höchsteffiziente Silizium-Solarzellen mit schräg im Hochvakuum aufgedampften Al/SiO_x/n-Si-Tunnelkontakten*. PhD thesis, Universität Hannover, 2000.
- [127] R. Hezel. Novel back contact silicon solar cells designed for very high efficiencies and low cost mass production. *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, New Orleans*, p. 114, 2002.
- [128] R. Hezel. A novel approach to cost-effective high efficiency solar cells. *Proceedings of the 13th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Nice*, p. 115, 1995.
- [129] M. Verbeek, A. Metz, A.G. Aberle and R. Hezel. Mechanically grooved high-efficiency silicon solar cells with self-aligned metallisation. *Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Washington*, p. 521, 1996.
- [130] J. Müller. *Neuartige, höchsteffiziente, rückseitenkontaktierte Solarzellen mit beidseitiger Lichtempfindlichkeit*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2005.

-
- [131] L. Correra and G.G. Bentini. Thermal profiles and thermal stresses introduced on silicon during scanning line shaped beam annealing. *J. Appl. Phys.*, **54**(8), 4330–4337, 1983.
- [132] A. Lietoila and J.F. Gibbons. Computer modeling of the temperature rise and carrier concentration induced in silicon by nanosecond laser pulses. *J. Appl. Phys.*, **53**(4), 3207–3213, 1982.
- [133] D.H. Auston, J.A. Golovchenko, A.L. Simons, C.M. Surko and T.N.C. Venkatesan. Dynamics of Q-switched laser annealing. *Appl. Phys. Lett.*, **34**(11), 777–779, 1979.
- [134] K. Du. Edge-Wave. Persönliche Mitteilung, 2007.
- [135] B. Tan. Deep micro hole drilling in a silicon substrate using multi-bursts of nanosecond laser pulses. *J. Micromech. Microeng.*, **16**, 109–112, 2006.
- [136] A. Miotello and R. Kelly. Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature. *Appl. Phys. A*, **69**, S67–S73, 1999.
- [137] J.H. Yoo, S.H. Jeong, R. Greif and R.E. Russo. Explosive change in crater properties during high power nanosecond laser ablation of silicon. *J. Appl. Phys.*, **88**, 1638–1649, 2000.
- [138] V. Craciun, N. Bassim, R.K. Singh, D. Craciun, J. Hermann and C. Boulmer-Leborgne. Laser-induced explosive boiling during nanosecond laser ablation of silicon. *Appl. Surf. Sci.*, **186**, 288–292, 2002.
- [139] D.J. Lee and S.H. Jeong. Analysis of recoil force during Nd:YAG laser ablation of silicon. *Appl. Phys. A*, **79**, 1341–1344, 2004.
- [140] D.J. Lim, H. Ki and J. Mazumder. Mass removal modes in the laser ablation of silicon by a Q-switched diode-pumped solid-state laser (DPSSL). *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, 2624–2635, 2006.
- [141] C. Körner, R. Mayerhofer, M. Hatmann and H.W. Bergmann. Physical and material aspects in using visible laser pulses of nanosecond duration for ablation. *Appl. Phys. A*, **63**, 123–131, 1996.
- [142] O. Guillot-Noel, R. Gomez-San Roman, J. Perriere, J. Hermann, V. Craciun, C. Boulmer-Leborgne and P. Barboux. *J. Appl. Phys.*, **80**, 1803, 1996.
- [143] V. Craciun, D. Craciun, M.C. Bunescu, R. Dabu and I.W. Boyd. *J. Phys. D*, **32**, 1306, 1999.
- [144] V. Craciun. Comment on Evidence for phase-explosion and generation of large particles during high power nanosecond laser ablation of silicon. *Appl. Phys. Lett.*, **79**(3), 442–443, 2001.

- [145] A. Luft, U. Franz, A. Emsermann and J. Kaspar. A study of thermal and mechanical effects on material by pulsed laser drilling. *Appl. Phys. A*, **63**, 93–101, 1996.
- [146] L. Oberbeck. Herstellung und Charakterisierung von schräg bedampften MIS-Kontakten für Solarzellen. Master's thesis, Universität Hannover, 1996.
- [147] M. Verbeek. *Schrägbedampfte Silizium-Solarzellen mit V-förmiger Oberflächenstruktur*. PhD thesis, Universität Hannover, 1998.
- [148] B.A. Movchan and A.V. Demchishin. Study of the structure and properties of thick vacuum condensates of nickel, titanium, tungsten, aluminium oxide and zirconium dioxide. *Phys. Met. Metallogr.*, **28**, 83, 1969.
- [149] W. Pfleging, A. Ludwig, K. Seemann, R. Preu, H. Mäckel and S.W. Glunz. Laser micromachining for applications in thin film technology. *Applied Surface Science*, **154-155**, 633, 2000.
- [150] S.W. Glunz, R. Preu, S. Schaefer, 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 Photovoltaic Specialist Conference, Anchorage*, p. 168, 2000.
- [151] S. Sterk, J. Knobloch and W. Wettling. Optimization of the Rear Contact Pattern of High-efficiency Silicon Solar Cells With and Without Local Back Surface Field. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **2**, 19, 1994.
- [152] P. Engelhart, N.P. Harder, T. Horstmann, R. Grischke, R. Meyer and R. Brendel. Laser Ablation of Passivating SiNx Layers for Locally Contacting Emitters of High-Efficiency Solar Cells. *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, 2006.
- [153] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier and G. Mourou. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7ns to 150fs. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3071, 1994.
- [154] 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.
- [155] 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**(18), 4076, 1998.
- [156] X. Liu, D. Du and G. Mourou. Laser Ablation and Micromachining with Ultrashort Laser Pulses. *IEEE J. Quantum Elect.*, **33**, 1706, 1997.

-
- [157] N. Bloembergen. Laser-induced electric breakdown in solids. *IEEE J. Quantum Elect.*, **10**, 375, 1974.
- [158] W.L. Smith. Laser-induced breakdown in optical materials. *Opt. Eng.*, **17**, 489, 1978.
- [159] S.C. Jones, P. Braunlich, R.T. Casper, X.-A. Shen and P. Kelly. Recent progress on laser-induced modifications and intrinsic bulk damage of wide-gap optical materials. *Opt. Eng.*, **28**, 1039, 1989.
- [160] H.W.K. Tom, G.D. Aumiller and C.H. Brito-Cruz. Time-resolved study of laser-induced disorder of Si surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, **60**(14), 1438–1441, 1988.
- [161] A.P. Singh, A. Kapoor, K.N. Tripathi and G.R. Kumar. Laser damage studies of silicon surfaces using ultra-short laser pulses. *Optics and Laser Technology*, **34**, 37–43, 2002.
- [162] B.N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvenleben and A. Tünnermann. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. A*, **63**, 109, 1996.
- [163] U. Klug. Persönliche Mitteilung. 2006.
- [164] G.K. Reeves and H.B. Harrison. Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements. *IEEE Electron Device Letters*, **3**(5), 111, 1982.
- [165] C.L. Meier and D.K. Schroder. Contact Resistance: Its Measurement and Relative Importance to Power Loss in a Solar Cell. *IEEE Trans. Electron Devices*, **31**(5), 647, 1984.
- [166] W. Shockley. Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors. Technical Report AI-TOR-64-207, Air Force Atomic Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, September 1964.
- [167] R.M. Swanson. Approaching the 29% limit efficiency of silicon solar cells. *Proceedings of the IEEE*, p. 889, 2005.
- [168] M.J. Kerr, J. Schmidt, J.H. Bultman and A. Cuevas. Surface recombination velocity of phosphorus-diffused silicon solar cell emitters passivated with plasma enhanced chemical vapor deposited silicon nitride and thermal silicon oxide. *J. Appl. Phys.*, **89**(7), 3821–3826, 2001.
- [169] P. Altermatt, H. Plagwitz, R. Bock, J. Schmidt, R. Brendel, M.J. Kerr and A. Cuevas. The Surface Recombination Velocity At Boron-Doped Emitters: Comparison Between Various Passivation Techniques. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, p. in press, 2006.

- [170] C. Sah, R.N. Noyce and W. Shockley. Carrier generation and recombination in p-n-junctions and p-n-junction characteristic. *Proc. IRE* 45, 1228–1243, 1957.
- [171] R. Kühn, P. Fath and E. Bucher. Effects of pn-junctions bordering on surfaces investigated by means of 2D-modeling. *Proceedings of the 28th Specialists Conference, Anchorage*, 116–119, 2000.
- [172] A. Cuevas, P.A. Basore, G. Giroult-Matlakowski and C. Dubois. Surface recombination velocity and energy bandgap narrowing of highly doped n-type silicon. *Proceedings of the 13th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 337–342, 1995.
- [173] A. Cuevas, M. Stuckings, J. Lau and M. Petracic. The recombination velocity of boron diffused silicon surfaces. *Proceedings of the 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2416–2419, 1997.
- [174] B. Fischer. to be published.
- [175] R. Brendel, M. Hirsch, R. Plieninger and J.H. Werner. Quantum Efficiency Analysis of Thin-Layer Silicon Solar Cells with Back Surface Fields and Optical Confinement. *IEEE Trans. Elect. Devices*, 43(7), 1996.

Veröffentlichungen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

Publikationen in referierten Zeitschriften

P. Engelhart, N.P. Harder, R. Grischke, A. Merkle, R. Meyer and R. Brendel. Laser structuring for back junction silicon solar cells. *Prog. in Photovolt.: Research and Applications*, **15**, 237–243, 2007.

P. Engelhart, S. Hermann, T. Neubert, H. Plagwitz, R. Grischke, R. Meyer, U. Klug, A. Schoonderbeek, U. Stute and R. Brendel. Laser Ablation of SiO₂ for Locally Contacted Si Solar Cells with Ultra-Short Pulses. *Prog. in Photovolt.: Research and Applications*, in press.

Publikationen auf internationalen Konferenzen

M. Manole, R. Meyer, P. Engelhart and R. Brendel. Effective Methods to Increase Thermal Stability of Shallow Emitter Solar Cells with Aluminium Front Contacts. *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona*, 1391–1394, 2005.

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. *Technical Digest of the 15th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, Shanghai*, 802–803, 2005.

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 on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, 1024–1027, 2006.

P. Engelhart, N.P. Harder, A. Merkle, R. Grischke, R. Meyer and R. Brendel. RISE: 21.5% Efficient Back Junction Silicon Solar Cells with Laser Technology as a Key Processing Tool. *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, 900–904, 2006.

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, Dresden*, 773–776, 2006.

R. Meyer, P. Engelhart, B. Terheiden and R. Brendel. A Process Sequence For Silicon Solar Cells With Local Boron Diffused Back Surface Field. *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, 713–716, 2006.

P. Engelhart, R. Grischke, S. Eidelloth, R. Meyer, A. Schoonderbeek, U. Stute, A. Ostendorf and R. Brendel. Laser-Processing For Back-Contacted Silicon Solar Cells. *Proceedings of the 25th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, Scottsdale Arizona*, 218–226, 2006.

A. Schoonderbeek, U. Stute, A. Ostendorf, R. Grischke, P. Engelhart, R. Meyer and R. Brendel. Laser technology for cost reduction in silicon solar cell production. *Proceedings of the 25th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, Scottsdale Arizona*, 227–236, 2006.

S. Hermann, P. Engelhart, N.P. Harder, B. Fischer, R. Meyer and R. Brendel. 21 %-Efficient Emitter Wrap-Through RISE Solar Cell on Large Area. *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Mailand*, in Vorbereitung, 2007.

A. Schoonderbeek, U. Stute, A. Ostendorf, R. Grischke, P. Engelhart, S. Eidelloth, R. Meyer and R. Brendel. Laser technology in silicon solar cell production. *Proceedings of the 4th International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, Munich*, in Vorbereitung, 2007.

Patentanmeldungen

A. Teppe, P. Engelhart, J.W. Müller. Verfahren zur Kontakttrennung elektrisch leitfähiger Schichten auf rückkontaktierten Solarzellen und Solarzelle. *DE 10 2004 050 269.2*, 2004.

A. Teppe, P. Engelhart, R. Meyer. Verfahren zur Herstellung einer beidseitig lichtempfindlichen Solarzelle und beidseitig lichtempfindliche Solarzelle. *DE 10 2004 053 873.5*, 2004.

P. Engelhart, A. Teppe, R. Grischke, R. Wade. Rückkontaktierte Solarzelle und Verfahren zu deren Herstellung. *DE 10 2005 040 871.0*, 2005.

Im Jahr 2006 wurden 2 weitere Patente angemeldet.

Vorträge

Entwicklung bifacialer Back-OECO-Solarzellen. *Silicon-FOREST 2005, Workshop, Falkau*, 28.02.2005.

Laseranwendungen für die Photovoltaik. *Laserzentrum Hannover, Hannover*, 03.03.2005.

The RISE-EWT Solar Cell – A New Approach Towards Simple High Efficiency Silicon Solar Cells. *15th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, Shanghai* 13.10.2005.

Laser-ablation of passivating SiN layers for locally contacting emitters of high-efficiency solar cells. *4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, 11.05.2006.

RISE – High-efficiency back-junction silicon solar cell with laser technology as a key processing tool. *Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii*, 12.05.2006.

The RISE-EWT Solar Cell – A New Approach Towards Simple High Efficiency Silicon Solar Cells. *Silicon-FOREST 2006, Workshop, Falkau*, 20.02.2006.

Laser-Processing of 22% Efficient Back-Contacted Silicon Solar Cells. *21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden*, 06.09.2006.

Lasertechnologie zur Herstellung hocheffizienter rückkontaktierter Silicium-solarzellen. *Photonic-Net, Arbeitskreis Oberflächenbearbeitung, Braunschweig*, 21.09.2006.

Laser-Processing for Back-Contacted Silicon Solar Cells. *Wissenschaftliche Beiratssitzung ISFH 2006, Emmerthal*, 14.11.2006.

Lasermaterialbearbeitung als Schlüsseltechnologie zur Prozessierung neuartiger, rückseitig kontaktierter Si-Solarzellen. *Seminar Fakultät Elektrotechnik und Informatik, Leibniz Universität Hannover*, 06.12.2006.

Persönliche Daten

Name Peter Engelhart
Anschrift Wilhelmsplatz 8, 31785 Hameln
Geburtsdatum 14. April 1977
Nationalität deutsch
Familienstand ledig

Schulbildung

1983 - 1987 Grundschule Münsingen
1987 - 1996 Gymnasium Münsingen
Abschluss der allgemeinen Hochschulreife
im Juni 1996

Wehrdienst

September 1996 - Juni 1997 Gebirgsjägerbataillon 6/233 Mittenwald

Universitätsausbildung

Oktober 1997 bis August 2003 **Universität Ulm**
Studium der Elektrotechnik
Fachrichtung Festkörperelektronik
Diplomarbeit: Halbleiter-Laserverstärker
mit trapezförmiger Gewinnzone
Diplom August 2003 mit Auszeichnung

September 2001 bis August 2002 **Universität Uppsala**
Auslandsstudienjahr
Fachpraktikum: Research Center (MERC)
Ericsson Microelectronics

Anstellung

seit Oktober 2003 **Institut für Solarenergieforschung (ISFH)**
Wissenschaftlicher Mitarbeiter
im Bereich Solarzellenentwicklung