

Annerose Knorz

**Entwicklung und Charakterisierung  
strukturierender Laserverfahren  
für die Herstellung kristalliner  
Silizium-Solarzellen**

# ENTWICKLUNG UND CHARAKTERISIERUNG STRUKTURIERENDER LASERVERFAHREN FÜR DIE HERSTELLUNG KRISTALLINER SILIZIUM - SOLARZELLEN

DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADS  
EINES DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
(DR. RER. NAT)

VORGELEGT VON  
ANNEROSE KNORZ

AN DER UNIVERSITÄT KONSTANZ  
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE SEKTION  
FAKULTÄT FÜR PHYSIK

ANGEFERTIGT AM  
FRAUNHOFER INSTITUT FÜR  
SOLARE ENERGIESYSTEME ISE

TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG: 02.02.2012  
REFERENT: PROF. DR. GERHARD WILLEKE  
REFERENT: PROF. DR. JOHANNES BONEBERG



Schriftenreihe der Reiner Lemoine-Stiftung

**Annerose Knorz**

**Entwicklung und Charakterisierung  
strukturierender Laserverfahren für die Herstellung  
kristalliner Silizium-Solarzellen**

Shaker Verlag  
Aachen 2012

**Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Zugl.: Konstanz, Univ., Diss., 2012

Copyright Shaker Verlag 2012

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8440-0853-1

ISSN 2193-7575

Shaker Verlag GmbH • Postfach 101818 • 52018 Aachen

Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9

Internet: [www.shaker.de](http://www.shaker.de) • E-Mail: [info@shaker.de](mailto:info@shaker.de)

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation und Ausgangslage	1
1.2	Aufbau der Arbeit	3
<b>2</b>	<b>Kristalline Silizium-Solarzellen</b>	<b>7</b>
2.1	Kapitelübersicht	7
2.2	Rekombination und Ladungsträgerlebensdauer $\tau$	7
2.3	Sättigungsstromdichte $J_0$	9
2.4	Kennlinien	10
2.5	Messung der effektiven Lebensdauer $\tau_{\text{eff}}$	12
2.6	Suns $V_{\text{oc}}$ -Messungen	15
2.7	$\mu$ -Photolumineszenz und $\mu$ -Raman Messungen	15
2.8	Strukturierende Laserprozesse für kristalline Silizium Solarzellen	17
<b>3</b>	<b>Laser-Materie-Wechselwirkung</b>	<b>23</b>
3.1	Kapitelübersicht	23
3.2	Optische Grundlagen	23
3.3	Laserstrahlung	27
3.4	Materialeigenschaften	29
<b>4</b>	<b>Laserquellen</b>	<b>33</b>
4.1	Kapitelübersicht	33
4.2	Laserquelle Coherent Avia-x-355	33
4.3	Laserquelle JenLas® disk IR50 / IR70	34
4.4	Laserquelle RoFin StarDisc 100 ICQ	35
4.5	Laserquelle IPG LASER TLM-50-1908	36
4.6	Laserquelle JenLas® D2.fs	36
4.7	Laserquelle Atlex 500 Si	37
4.8	Laserquelle Lumera Super Rapid	37

4.9	Bestimmung der Schwellfluenz $\Phi_{Th}$	38
<b>5</b>	<b>Strukturierung dielektrischer Schichten</b>	<b>43</b>
5.1	Kapitelübersicht	43
5.2	Oberflächenstrukturen bei kristallinen Silizium-Solarzellen	43
5.3	Laser-Strukturierung auf planen Oberflächen	44
5.4	Laser-Strukturierung auf texturierten Oberflächen	62
5.5	Störung der Kohärenz	81
5.6	Thermischer Einfluss der Strukturierung auf das Siliziumsubstrat	86
5.7	Kapitelzusammenfassung	92
<b>6</b>	<b>Solarzellen mit laserbasierten Vorderseitenkontakten</b>	<b>97</b>
6.1	Kapitelübersicht	97
6.2	Aufbau der Solarzellen	97
6.3	Einfluss der Laserparameter auf den Pseudo-Füllfaktor PSFF	100
6.4	Einfluss der Kontaktbildung auf Solarzellen-Kenngrößen	103
6.5	Solarzellenergebnisse und optimale Prozessparameter	106
6.6	Untersuchung der Kennlinien	109
6.7	Modell und Simulation	111
6.8	Kapitelzusammenfassung	115
<b>7</b>	<b>Strukturierung von Lacken</b>	<b>117</b>
7.1	Kapitelübersicht	117
7.2	Lackstrukturierung für eine Vorderseitenmetallisierung	117
7.3	Lackstrukturierung zur Isolation metallisierter Bereiche	121
7.4	Kapitelzusammenfassung	123
<b>8</b>	<b>Laserkantenisolation mit ultra-kurzen Pulsen</b>	<b>124</b>
8.1	Kapitelübersicht	124
8.2	Siliziumabtrag mit ultra-kurzen Pulsen	124
8.3	Laserkantenisolation mit ultra-kurzen Pulsen	125

8.4	Ortsaufgelöste Schädigungsanalyse der LKI-Gräben	132
8.5	Kapitelzusammenfassung	134
<b>9</b>	<b>Analyse des Lochbohrprozesses</b>	<b>137</b>
9.1	Kapitelübersicht	137
9.2	Anforderungen an den Bohrprozess	137
9.3	Einfluss der Laserparameter $L_{\text{Puls}}$ und $E_{\text{Puls}}$ auf die Prozesszeit	139
9.4	Effizienz des Bohrprozesses	141
9.5	Untersuchung der Lochgeometrie	143
9.6	Schädigungsanalyse	146
9.7	Modell des Bohrprozesses	153
9.8	Kapitelzusammenfassung	154
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>157</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>161</b>
	<b>Anhang</b>	<b>162</b>
	Berechnung der Streueffizienz und Winkelverteilung	162
	Abkürzungen und Symbole	166
	Veröffentlichungsliste	173
	<b>Literatur- und Quellenverzeichnis</b>	<b>175</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>183</b>





# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation und Ausgangslage

Die Weltbevölkerung liegt zur Zeit bei ca. sieben Milliarden Menschen [1] und nimmt stetig zu. Alle Menschen streben nach einer Verbesserung ihrer Lebensbedingungen und ihres persönlichen Wohlstandes wodurch die steigende Weltbevölkerung mehr Energie, Kraftstoffe und Ressourcen verbraucht. Da der größte Teil der Energiegewinnung weltweit durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe erzielt wird, haben sich in den letzten Jahren zwei große Probleme etabliert. Zum einen das limitierte Vorkommen fossiler Ressourcen und der Klimawandel. Ersteres führt zu einer Steigerung des Preises, riskanterer Förderung von Erdöl und kann keine nachhaltige Energieversorgung gewährleisten. Im zweiten Fall führt die Emission von Treibhausgasen - insbesondere  $\text{CO}_2$  - zum Anstieg der globalen Temperatur, wodurch massive und nicht vorhersehbare Veränderungen im Ökosystem entstehen. Wie in Abbildung 1-1 a dargestellt stoßen Industrieländer wie Deutschland, Japan und die Vereinigten Staaten immer noch die größten Mengen an  $\text{CO}_2$  aus. Die Gesamtemission steigt bedenklich an, da gerade Regionen mit vielen Schwellenländern ihre Emissionen deutlich steigern, wie z. B. China mit 8 %<sup>1</sup> und der Mittlere Osten mit 7 % [2].

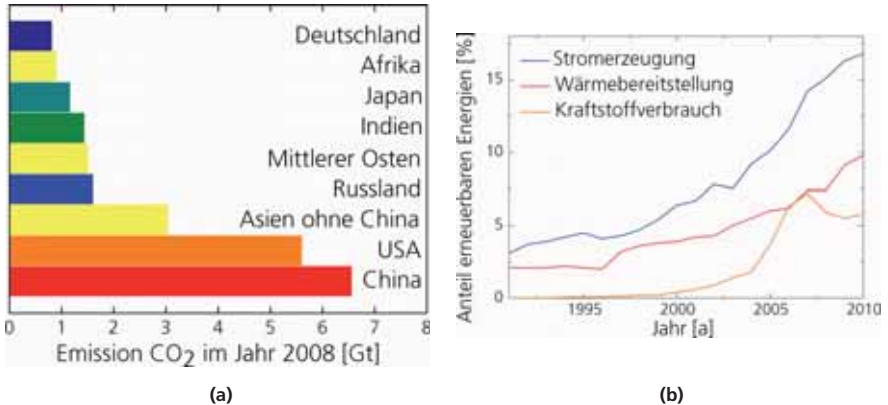


Abbildung 1-1: (a)  $\text{CO}_2$  Emission im Jahr 2008 für die Länder und Regionen mit den höchsten Ausstößen [2] (b) Entwicklung des Anteils der erneuerbaren Energien in Deutschland an der Stromerzeugung, Wärmebereitstellung und Kraftstoffverbrauch [3].

Um eine nachhaltige Energieversorgung zu gewährleisten und unser Ökosystem zu erhalten, muss somit ein möglichst großer Teil des weltweiten Energiebedarfs durch erneuerbare Energien

<sup>1</sup> Prozentuale Änderung des  $\text{CO}_2$ -Ausstoßes im Vergleich von 2007 und 2008

bereit gestellt werden. Durch eine gezielte Förderung gelang es in Deutschland den Anteil erneuerbarer Energien in einem relativ kurzen Zeitraum auf ca. 11 % des gesamt Energiebedarfs und auf ca. 17 % bei der Stromerzeugung zu steigern (vgl. Abbildung 1-1 b) [3]. Neben Wind- und Wasserkraft, Solar- und Geothermie kann die Photovoltaik einen wichtigen Beitrag zur Deckung des Energiebedarfs leisten. In der terrestrischen Anwendung dominieren mit einem Marktanteil von ca. 86 % [4] Solarzellen auf kristalliner Siliziumbasis den weltweiten Markt und zeigten im Verlauf der letzten Jahre eine stetige Senkung der Modulkosten bei einer gesteigerten Gesamtproduktion [5]. Um diesen Trend zu stützen und den Anteil der Photovoltaik an der Energieerzeugung weiter zu steigern, müssen die Kosten pro Wattpeak weiter reduziert werden. Dies kann zum einen durch eine kosteneffizientere Produktion z. B. durch Reduzierung der Substratdicke oder zum anderen durch eine Steigerung des Wirkungsgrades erfolgen. Im Labor können bereits Solarzellen mit Wirkungsgraden von bis zu 25,0 % [6] unter Verwendung aufwendiger Technologien hergestellt werden, welche jedoch für die industrielle Produktion unrentabel sind. Daher besteht ein wichtiger Schwerpunkt der aktuellen Forschung in der Übertragung hocheffizienter Solarzellenkonzepte und Prozesse in die industrielle Produktion durch die Verwendung kostengünstiger Technologien.

Eine wichtige Rolle kommt dabei der Lasertechnologie zu, die in vielen Bereichen wie der Kontaktierung, Dotierung und Strukturierung eingesetzt werden kann. Günstig, da keine Materialien verbraucht werden, umweltfreundlich und in einem hohen Maße flexibel, werden Laserprozesse vor allem aufgrund der geringen Strukturgrößen und der kontaktlosen Bearbeitung immer wichtiger in der Herstellung kristalliner Silizium-Solarzellen. Ein Beispiel für die kostengünstige Übertragung eines hocheffizienten Prozesses durch kostengünstige Technologien ist die Strukturierung einer Antireflex-Schicht auf der Vorderseite einer Solarzelle als Grundlage für eine Metallisierung (vgl. Abbildung 1-2 a). Im Labor wird diese Strukturierung durch eine aufwendige photolithographische Maskierung und nasschemisches Ätzen durchgeführt. Günstige Alternativen bestehen zum einen in der direkten Öffnung der Schicht mit dem Laser oder einer Maskierung der Oberfläche durch das lokale Aufbringen einer Ätzmaske mittels selektivem Druck (Inkjet-Verfahren) und anschließendem nasschemischem Ätzen. Nach der Öffnung der Antireflex-Schicht wird die gedruckte Ätzmaske wieder entfernt. Abbildung 1-2 b vergleicht die Anzahl der Prozessschritte für die drei verschiedenen Strukturierungsverfahren. Sowohl das Inkjet-Verfahren als auch die Laserstrukturierung reduzieren gegenüber der photolithographischen Strukturierung die Prozessschritte und damit die entstehenden Kosten. Da die Laserstrukturierung ohne den Verbrauch zusätzlicher Materialien auskommt sowie aufgrund des geringen Prozessaufwands fallen die Kosten im Vergleich zum Inkjet um einen Faktor vier deutlich geringer aus.

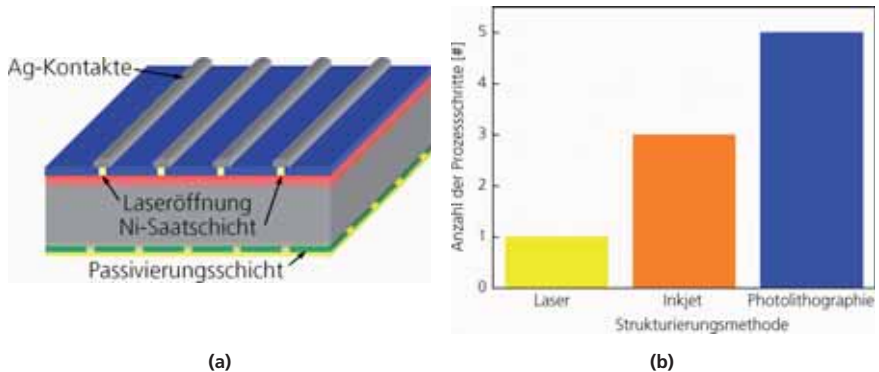


Abbildung 1-2: (a) Schematische Darstellung einer hocheffizienten Solarzelle mit einer Vorderseitenkontaktierung, für welche die Antireflexschicht lokal geöffnet werden muss. Dieser Prozess kann mit Hilfe eines Lasers erfolgen. (b) Anzahl der Prozessschritte für die Strukturierung einer Antireflex-Schicht auf der Solarzellen-Vorderseite für eine hocheffiziente Metallisierung bei verschiedenen Strukturierungsverfahren.

## 1.2 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

- Nach der Einleitung werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der kristallinen Silizium-Solarzellen in dem Rahmen vorgestellt wie sie für diese Arbeit relevant sind. Dabei werden die Rekombinationsmechanismen der Minoritätsladungsträger dargestellt und die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  und die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  als wichtige Charakterisierungsgrößen etabliert. Im Anschluss werden die charakteristischen Kennlinien und Kenngrößen der Solarzelle sowie die wichtigsten Charakterisierungsmethoden vorgestellt. Abschließend werden die strukturierenden Laserprozesse, die in dieser Arbeit untersucht werden sollen in Kombination mit dem jeweils korrespondierenden Solarzellenkonzept vorgestellt. Dabei werden die Ziele der verschiedenen Prozesse definiert und die Untersuchungsziele formuliert. Zentrale Forschungsschwerpunkte bilden:
  - Die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten
  - Das Bohren von Via-Löchern für rückseitig kontaktierte Solarzellen
  - Die Verwendung ultra-kurzer Pulse für die Laserkantenisolation
- In Kapitel 3 werden die Grundlagen der Laser-Materie-Wechselwirkung beschrieben. Einen zentralen Punkt bilden die optischen Grundlagen beim Übergang von Laserstrahlung zwischen zwei Medien und die Absorption. Da der Wechselwirkungsprozess in gleichem Maße von den Laserparametern als auch von

materialspezifischen Größen abhängt, werden am Ende des Kapitels die Materialien vorgestellt, deren Strukturierung im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird. Insbesondere wird die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  in Abhängigkeit der Laserparameter für unterschiedliche Materialien bestimmt.

- In Kapitel 4 wird systematisch die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten betrachtet. Dabei unterteilt sich das Kapitel in Strukturierungsprozesse auf planer und texturierter Oberfläche. Auf planen Oberflächen wird die Strukturierung mit ultra-kurzen Laserpulsen untersucht, wobei Auswirkungen auf die Kristallstruktur des Siliziumsubstrats und die laserinduzierte Schädigung evaluiert werden. Der Einfluss des Strahlprofils auf die Schädigung im Silizium wird rechnerisch und experimentell betrachtet. Im zweiten Teil wird dann der Strukturierungsprozess auf texturierten Oberflächen untersucht. Dabei steht neben der Evaluierung des Einflusses von Pulslänge  $L_{Puls}$ , Pulsenergie  $E_{Puls}$  und Strahlprofil auf die laserinduzierte Schädigung die optischen Wechselwirkungseffekte von kohärenter Strahlung und regelmäßig geformter Oberfläche im Vordergrund. Die Modifizierung der Intensitätsverteilung durch diese optischen Effekte wird berechnet. Abschließend werden Möglichkeiten zur Reduzierung dieser optischen Effekte diskutiert und eine Methode näher vorgestellt.
- Eine Anwendung für die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten wird in Kapitel 5 in Form einer hocheffizienten Vorderseitenmetallisierung betrachtet. Dabei wird der Einfluss der Laserparameter und der Kontaktbildungsparameter auf die charakteristischen Kenngrößen der Solarzelle Füllfaktor FF, Leerlaufspannung  $U_{OC}$  und Wirkungsgrad  $\eta$  untersucht sowie die optimalen Prozessparameter ermittelt. Nach Betrachtung der Solarzellen-Kennlinien wird eine Erweiterung des klassischen Zwei-Dioden-Modells vorgestellt mit dessen Hilfe die Kennlinien angepasst und die auftretenden Abweichungen vom idealen Verhalten interpretiert werden können.
- In Kapitel 6 wird die Strukturierung eines organischen Lacks, der als Ätzbarriere eingesetzt werden kann, diskutiert. Aufgrund seines Absorptionsspektrums kann dieser bei Wellenlängen strukturiert werden, für welche Silizium durchsichtig ist. Neben grundlegenden Untersuchungen zur Schädigung im Siliziumsubstrat bei der Lackstrukturierung wird eine Prozesssequenz vorgestellt, die für eine Vorderseitenmetallisierung eingesetzt werden kann. Dabei wird untersucht in wieweit der Lack als Ätzmaske strukturierbar ist und eine selektive Metallisierung der Probe ermöglicht. Die Metallisierung soll durch ganzflächiges Aufdampfen einer metallischen Saatschicht und einen Lift-Off Prozess durch nasschemisches Lösen des Lackes erzeugt werden.
- Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Laserkantenisolation unter der Verwendung von ultra-kurzen Laserpulsen. Dabei werden zu Beginn des Kapitels die grundlegenden Einflüsse der Laserparameter auf die Tiefe der erzeugten Gräben untersucht und anschließend die Schädigung am Isolationsgraben ermittelt. Dabei kommt ein von McIntosh et al. entwickeltes Verfahren zur Bestimmung der Sättigungsstromdichte  $J_{0Edge}$  am Lasergraben zum Einsatz. Über diese Sättigungsstromdichte  $J_{0Edge}$  wird der Einfluss verschiedener Laserparameter auf die Schädigung untersucht und mit einem Referenzprozess verglichen. Abschließend wird der Einfluss der Schädigung am Isolationsgraben auf den Wirkungsgrad  $\eta$  für Standard-Solarzellen und Metal-Wrap-Through Solarzellen simuliert.

- In Kapitel 8 wird das Bohren von Via-Löchern untersucht, wobei die Schwerpunkte der Untersuchungen neben einem möglichst vollständigen Prozessverständnis durch die Minimierung der Prozesszeit und der laserinduzierten Schädigung gebildet werden. Im ersten Teil des Kapitels wird daher der Einfluss von der Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  und der Laserfluenz  $\Phi$  auf die Prozesszeit untersucht. Im Anschluss wird die Effizienz des Bohrprozesses analysiert und aufgrund dieser Diskussion eine Prozesssimulation durchgeführt. Die optischen Effekte, welche aufgrund der stark veränderten Probenmorphologie im Laufe der Laserbearbeitung hervorgerufen werden, und ihre Auswirkungen auf die Intensitätsverteilung werden berechnet. Im zweiten Teil erfolgt die Untersuchung der Abhängigkeiten zwischen Laserparametern und der Schädigung in der Umgebung der Löcher. Die Schädigung wird durch verschiedene Methoden charakterisiert und der Einfluss von Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  und Pulsenergie  $E_{\text{puls}}$  untersucht. Das Kapitel schließt mit einem Modell des Bohrprozesses.
- In Kapitel 9 werden abschließend die Ergebnisse und Untersuchungen dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungsmöglichkeiten gegeben. Neben einem Überblick über die geleisteten Arbeiten wird in diesem Kapitel ein Abgleich der in Kapitel 2 formulierten Untersuchungsziele und der Ergebnisse vorgenommen.



## 2 Kristalline Silizium-Solarzellen

### 2.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen kristalliner Silizium-Solarzellen vorgestellt, wobei es sich um Auszüge ausführlicherer Darstellungen aus [7-10] handelt. Zu Beginn werden die grundlegenden Rekombinationsmechanismen der Minoritätsladungsträger vorgestellt und die effektive Lebendauer  $\tau_{\text{eff}}$  abgeleitet. Im Folgenden wird auf die Kennlinien und charakteristischen Größen der kristallinen Solarzellen eingegangen. Neben den für diese Arbeit wichtigen Charakterisierungsmethoden wie z.B. der Lebensdauerbestimmung werden am Ende des Kapitels Laserprozesse vorgestellt, deren Untersuchung und Weiterentwicklung Ziel dieser Arbeit ist. Um den Rahmen der Prozessentwicklung zu verdeutlichen werden die korrespondierenden Solarzellenkonzepte zu den jeweiligen Laserprozessen ebenfalls kurz skizziert und die Forschungsziele definiert.

### 2.2 Rekombination und Ladungsträgerlebensdauer $\tau$

Wird eine Solarzelle mit Licht einer passenden Wellenlänge  $\lambda$  bestrahlt, so können durch Absorption Überschussladungsträger generiert werden. Der gegenüber dem Ausgangszustand erhöhten Ladungsträgerkonzentration wirkt das System durch Rekombination entgegen und strebt in den Gleichgewichtszustand. Endet die Generation der Überschussladungsträger, so nähert sich die Ladungsträgerkonzentration exponentiell mit der Zeit  $t$  der Gleichgewichtskonzentration, wobei die zeitliche Konstante  $\tau$  des Abfalls als Minoritätsladungsträgerlebensdauer bezeichnet wird (vgl. Gl. 2-1). Im Folgenden wird  $\tau$  auch als Ladungsträgerlebensdauer bzw. Lebensdauer bezeichnet, wobei sich diese stets auf Minoritäten beziehen. Die Rekombination als Gegenprozess zur Generation kann auf verschiedene Arten stattfinden, wobei die wichtigsten Rekombinationsmechanismen im Folgenden näher erläutert werden. Unter der Annahme, dass alle Rekombinationsmechanismen unabhängig voneinander ablaufen, können die zeitlichen Konstanten der einzelnen Prozesse zu einer Gesamtlebensdauer  $\tau$  gemäß Gl. 2-2 addiert werden.

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \cdot \exp^{-t/\tau} \quad \text{Gl. 2-1}$$

$\Delta n$  – Überschussladungsträgerkonzentration

$$\tau^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1} \quad \text{Gl. 2-2}$$

Bei der strahlenden Rekombination rekombiniert ein Elektronen-Loch Paar unter Aussendung eines Photons. Da Silizium ein indirekter Halbleiter ist und somit für die Impulserhaltung eine



Wechselwirkung mit einem Phonon benötigt wird, ist dieser Rekombinationsmechanismus relativ unwahrscheinlich. Die geringe Wahrscheinlichkeit für die strahlende Rekombination spiegelt sich im Rekombinationskoeffizienten  $B_{\text{Rad}}$  wieder, der mit  $3,95 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  zu gering ist, um die effektive Lebensdauer  $\tau$  zu limitieren [11]. Die Lebensdauer  $\tau_{\text{Rad}}$  für die strahlende Rekombination hängt gemäß Gl. 2-3, neben dem Rekombinationskoeffizienten  $B_{\text{Rad}}$ , von der Überschussladungsträgerkonzentration  $\Delta n$  sowie den Gleichgewichtskonzentrationen von Löchern  $p_0$  und Elektronen  $n_0$  ab.

$$\tau_{\text{Rad}} = (B_{\text{Rad}} (n_0 + p_0 + \Delta n))^{-1} \quad \text{Gl. 2-3}$$

Bei einem weiteren Rekombinationsmechanismus wird die Energie des rekombinierenden Elektronen-Loch-Paars an einen weiteren Ladungsträger abgegeben. In n-dotierten Bereichen wird die frei werdende Energie an ein Elektron abgegeben und die Wechselwirkung gemäß der beteiligten Teilchen als Elektronen-Elektronen-Loch-Prozess (eeh-Prozess) bezeichnet. In p-dotierten Bereichen wird die frei werdende Energie aufgrund der höheren Lochkonzentration an ein Loch abgegeben (ehh-Prozess). Da es sich bei der sogenannten Auger-Rekombination um einen Drei-Teilchen-Prozess handelt, hängt die Lebensdauer  $\tau_{\text{Auger}}$  in Niedriginjektion ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) wie in Gl. 2-4 dargestellt quadratisch von der Ladungsträgerdichte ab und limitiert die Gesamtlebensdauer  $\tau$  in hochdotierten Bereichen.

$$\tau_{\text{Auger}} = B_{n, \text{Auger}} n^2 \quad \tau_{\text{Auger}} = B_{p, \text{Auger}} p^2 \quad \text{Gl. 2-4}$$

$B_{n/p, \text{Auger}}$  – Rekombinationskoeffizient bei der Auger-Rekombination für einen eeh- bzw. ehh-Prozess

In niedrigdotierten Bereichen wirkt sich die Rekombination über Störstellen in der Bandlücke limitierend auf die Lebensdauer  $\tau$  aus. Vor allem Störstellen in der Mitte der Bandlücke  $E_G$  führen zu einer signifikanten Reduzierung der Lebensdauer  $\tau$ , da die Übergangswahrscheinlichkeit eines an eine Störstelle gebundenen Ladungsträgers in beide Bänder gleich groß ist. Die in Gl. 2-5 wiedergegebene Lebensdauer  $\tau_{\text{SRH}}$  wurde erstmals von Shockley-Read [11] und Hall [12] hergeleitet und gilt für Störstellenniveaus  $E_T$  in der Mitte der Bandlücke  $E_G$ .

$$\tau_{\text{SRH}} = \tau_{n0} \cdot \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{p_0 + n_0 + \Delta n} + \tau_{p0} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + n_0 + \Delta n} \quad \text{Gl. 2-5}$$

$$\tau_{n0}^{-1} = N_T \sigma_p v_{\text{th}} \quad \tau_{p0}^{-1} = N_T \sigma_n v_{\text{th}} \quad \frac{n_1}{p_1} = n_i \exp \frac{E_T - E_i}{k_B T}$$

$n_i$  – intrinsische Ladungsträgerkonzentration

$\sigma_{n/p}$  – Einfangquerschnitt für Elektronen/Löcher

$E_i$  – intrinsisches Fermi-niveau

$v_{\text{th}}$  – thermische Geschwindigkeit

Neben der Rekombination im Kristallvolumen hat auch die Rekombination an der Oberfläche der Probe einen entscheidenden Einfluss auf die Gesamtlebensdauer  $\tau$ . Aufgrund der Unterbrechungen in der Gitterperiodizität tritt eine große Anzahl unabgesättigter Bindungen an den Oberflächen auf, die zu einer kontinuierlichen Verteilung von Störstellenniveaus in der Bandlücke  $E_G$  führen. Analog zu der Summe der inversen Lebensdauern im Volumen  $\tau_b$  (vgl. Gl.

2-8) ergibt sich an den Oberflächen eine Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{n,p}$  (vgl. Gl. 2-6). Durch Lösen der eindimensionalen Transportgleichung ergibt sich eine Lebensdauer an den Oberflächen  $\tau_s$  gemäß Gl. 2-7 [13]. Unter Berücksichtigung aller Rekombinationskanäle kann eine effektive Gesamtlebensdauer  $\tau_{eff}$  wie in Gl. 2-8 dargestellt definiert werden.

$$S_{n,p} = N_{OF} \cdot \sigma_{OF,n/p} \cdot v_{th} \quad \text{Gl. 2-6} \quad \frac{1}{\tau_s} = \frac{\Delta n(W)}{\Delta n_{av}} \cdot \frac{S_{RS}}{W} + \frac{\Delta n(0)}{\Delta n_{av}} \cdot \frac{S_{VS}}{W} \quad \text{Gl. 2-7}$$

$N_{OF}$  – Konzentration der Rekombinationzentren

$W$  - Waferdicke

$S_{RS/Vs}$  – Rekombinationsgeschwindigkeit an der Rück- bzw. Vorderseite des Wafers

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_s} \quad \text{Gl. 2-8}$$

Unter den Annahmen einer symmetrisch aufgebauten Probe mit identischer Passivierung auf Vorderseite und Rückseite, kleiner Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und hoher Lebensdauer im Volumen  $\tau_B$  kann Gl. 2-7 zu Gl. 2-9 vereinfacht werden. In [14] ist dargestellt, dass die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S$  durch transiente Messung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{eff}$  durch Gl. 2-10, mit einem Fehler von 5 %, ermittelt werden kann.

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2S}{W} \quad \text{Gl. 2-9} \quad \tau_s \approx \frac{W}{2S} + \frac{\pi^2 D}{W^2} \quad \text{Gl. 2-10}$$

### 2.3 Sättigungsstromdichte $J_0$

Neben den Rekombinationsverlusten einer realen Solarzelle treten aufgrund von Serienwiderständen  $R_s$  ohmsche Verluste auf. Für eine ideale Solarzelle ohne Rekombination in der Raumladungszone RLZ und ohmsche Verluste kann die Strom-Spannungs-Charakteristik durch das sogenannte Ein-Dioden-Modell beschrieben werden (vgl. Gl. 2-11) [15]. Dabei stellt die Sättigungsstromdichte  $J_0$  die Summe der Verluststromdichten in Emitter  $J_{0E}$  und Basis  $J_{0B}$  dar, welche durch die Rekombination thermisch generierter Ladungsträger im Volumen und an den Oberflächen bedingt werden. Unter der Annahme einer kleinen Sättigungsstromdichte  $J_0$  kann die maximale Spannung der Solarzelle  $U_{oc}$  gemäß Gl. 2-12 errechnet werden, wobei  $J_{sc}$  die Kurzschlussstromdichte beschreibt.

$$J = -J_0 \cdot \left( \exp \frac{U}{U_{th}} - 1 \right) \quad \text{Gl. 2-11}$$

$$U_{th} = \frac{k_B T}{q} \quad J - \text{Stromdichte} \quad J_0 - \text{Sättigungsstromdichte}$$

$$U_{oc} = U_{th} \cdot \ln \left( \frac{J_{sc}}{J_0} + 1 \right) \quad \text{Gl. 2-12}$$

Die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  lässt sich im Gegensatz zur Sättigungsstromdichte in der Basis  $J_{0B}$  aufgrund der inhomogenen Dotierung nicht analytisch berechnen. Eine Bestimmung kann somit nur numerisch oder über die Messung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{eff}$  erfolgen. Der Emitter befindet sich aufgrund seiner hohen Dotierung  $N_{Dop}$  immer in Niedriginjektion ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) und kann analog zu einer Oberfläche über eine Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_E$  beschrieben werden. Diese Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_E$  führt zur Definition der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$ , die in Gl. 2-13 wiedergegeben ist.

$$J_{0E} = \frac{S_E}{q n_i^2} \cdot (N_{Dop} + \Delta n) \quad \text{Gl. 2-13}$$

## 2.4 Kennlinien

Um reale Solarzellen korrekt beschreiben zu können, muss das in Gl. 2-11 wiedergegebene Ein-Dioden-Modell erweitert werden. Neben den Verlusten durch Parallelwiderstände  $R_p$  und Serienwiderstände  $R_s$  kann das Modell für die Beschreibung der Rekombination in der Raumladungszone RLZ durch eine zweite Diode mit einem Idealitätsfaktor  $n_2$  von zwei ergänzt werden. Das sogenannte Zwei-Diodenmodell ist in Gl. 2-14 dargestellt, wobei der Idealitätsfaktor der ersten Diode  $n_1$  einen Wert von eins besitzt und  $J_{ph}$  die Photostromdichte beschreibt.

$$J(U) = J_{01} \cdot \left( e^{\frac{U - J \cdot R_s}{n_1 \cdot U_{th}}} - 1 \right) + J_{02} \cdot \left( e^{\frac{U - J \cdot R_s}{n_2 \cdot U_{th}}} - 1 \right) + \frac{U - J \cdot R_s}{R_p} - J_{ph} \quad \text{Gl. 2-14}$$

Die Charakterisierung von Solarzellen erfolgt über die Betrachtung der Hell- und Dunkelkennlinie und den daraus abgeleiteten spezifischen Kenngrößen. In Abbildung 2-1 a ist die Hellkennlinie einer Solarzelle dargestellt und die maximalen Stromdichte  $J_{sc}$  und Spannung  $U_{oc}$  sowie der Arbeitspunkt eingezeichnet, an welchem der Solarzelle die größte Leistung entnommen werden kann. Dieser Punkt wird als „maximum power point“ kurz MPP bezeichnet und definiert durch das Verhältnis der maximalen Leistung zum Produkt aus maximaler Spannung  $U_{oc}$  und maximaler Stromdichte  $J_{sc}$  den Füllfaktor FF der Solarzelle (vgl. Gl. 2-15). Der Füllfaktor FF gehört wie auch der Wirkungsgrad  $\eta$  zu den wichtigsten Kenngrößen der Solarzelle. Der Wirkungsgrad  $\eta$  gibt das Verhältnis von maximaler Leistung der Solarzelle zu eingebrachter Lichtleistung  $P_{Licht}$  wieder.

$$FF = \frac{J_{MPP} \cdot U_{MPP}}{J_{sc} \cdot U_{oc}} \quad \text{Gl. 2-15}$$

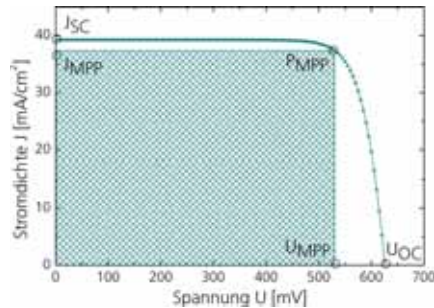
$$\eta = FF \cdot \frac{J_{sc} \cdot U_{oc}}{P_{Licht}} = \frac{J_{MPP} \cdot U_{MPP}}{P_{Licht}} \quad \text{Gl. 2-16}$$

In Abbildung 2-1 b sind die Dunkelkennlinie der Solarzelle und die Verlustmechanismen dargestellt, welche in verschiedenen Spannungsbereichen den Verlauf der Kennlinie maßgeblich

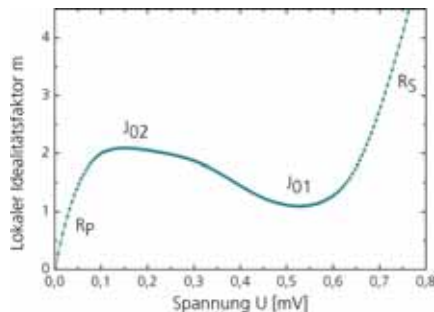
beeinflussen. So fließt bei kleinen Spannungen  $U$  der größte Strom  $I$  durch den Parallelwiderstand  $R_p$ . Mit ansteigender Spannung  $U$  dominiert zuerst die Rekombination in der Raumladungszone RLZ bevor die Kennlinie durch die Rekombination in Basis und Emitter begrenzt wird. Bei hohen Spannungen  $U$  schließlich limitieren die Summe der Serienwiderstände  $R_s$  der Solarzelle die Kennlinie.

$$m = \frac{q}{k_B T} \frac{dU}{d \ln(J)} = \frac{q}{k_B T} \frac{J \cdot dU}{dJ} \quad \text{Gl. 2-17}$$

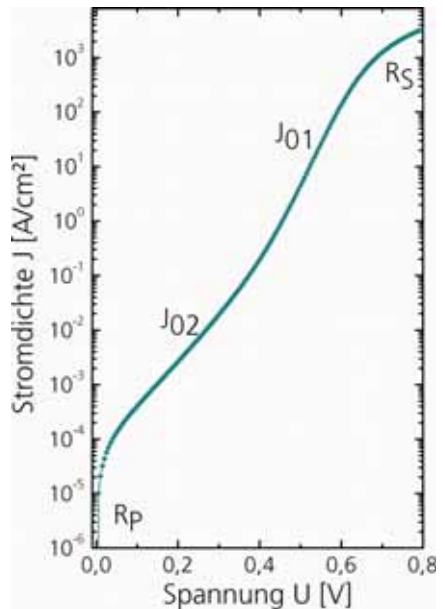
$$m = \frac{q}{k_B T} \frac{(U_1 - U_2)}{(J_1 - J_2)} \quad \text{Gl. 2-18}$$



(a)



(c)



(b)

Abbildung 2-1: (a) zeigt die Hellkennlinie einer Solarzelle. Eingezeichnet sind neben den Werten für die maximale Stromdichte  $J_{SC}$  und Spannung  $U_{OC}$  auch die Werte für Stromdichte  $J_{MPP}$  und Spannung  $U_{MPP}$  am Punkt der höchsten Leistungsentnahme MPP. (b) zeigt die Dunkelkennlinie der Solarzelle sowie die Einflussbereiche der dominierenden physikalischen Größen. Diese Einflussbereiche treten bei einer Betrachtung des lokalen Idealitätsfaktors  $m$ , wie in (c) dargestellt, noch deutlicher heraus.

Eine weitere Kennlinie, die aus der Dunkelkennlinie extrahiert werden kann ist die  $m$ - $U$ -Kennlinie, wobei  $m$  als lokaler Idealitätsfaktor bezeichnet ist. Dieser lokale Idealitätsfaktor  $m$  ist gemäß Gl. 2-17 proportional zum Kehrwert der Ableitung der Dunkelkennlinie definiert und erlaubt z. B. kleine Abweichungen vom idealen Zwei-Dioden-Modell leichter zu beobachten.

Weiterhin können ebenfalls wie in Abbildung 2-1 c dargestellt die dominierenden Verlustmechanismen verschiedenen Spannungsbereichen anhand ihrer Idealitätsfaktoren zugeordnet werden.

## 2.5 Messung der effektiven Lebensdauer $\tau_{\text{eff}}$

Der zeitliche Abfall der Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n$  nach optischer Anregung, der gemäß Gl. 2-1 die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt, ist als direkte Messgröße nur schwer zugänglich. Da jedoch eine erhöhte Ladungsträgerkonzentration  $n$  ebenfalls die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_L$  der Siliziumprobe erhöht, kann die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  über die Messung der Photoleitfähigkeit  $\sigma_L$  der Probe erfolgen. Die Änderung der Photoleitfähigkeit  $\Delta\sigma_L$  hängt gemäß Gl. 2-19 unter Annahme einer homogenen Ladungsträgerverteilung von den Ladungsträgerbeweglichkeiten  $\mu_n$  und  $\mu_p$  ab, deren Werte in Abhängigkeit der Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n$  iterativ berechnet werden können. Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  ist in Abbildung 2-2 skizziert.

$$\Delta\sigma_L = q \Delta n_{\text{av}} W (\mu_n + \mu_p)$$

Gl. 2-19

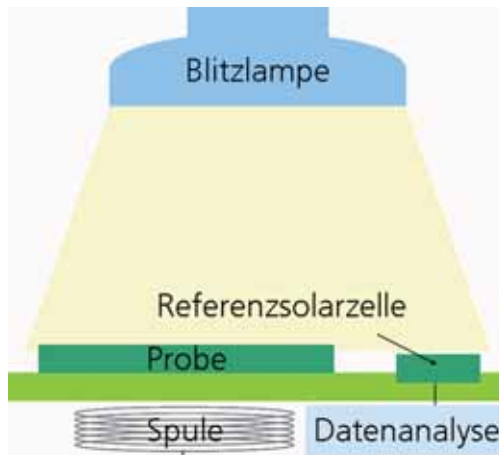


Abbildung 2-2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$ . Über eine Blitzlampe werden optisch Überschussladungsträger in einer Probe generiert, wodurch die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_L$  verändert wird. Über die induktive Kopplung der Probe an einen Schwingkreis kann die Änderung der Leitfähigkeit  $\Delta\sigma_L$  gemessen und aus ihr die effektive Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt werden.

Neben der optischen Anregung der Probe wird ebenfalls eine kalibrierte kurzgeschlossene Referenzsolarzelle bestrahlt, über welche die aktuelle Beleuchtungsintensität gemessen wird.

Aus der Messung der Kurzschlussstromdichte  $J_{SC,Ref}$  der Referenzzelle ergibt sich eine durchschnittliche Generationsrate  $G_{av,Ref}$  in der Solarzelle, aus welcher sich die Generationsrate  $G_{av}$  der zu messenden Probe mit Gl. 2-20 gemäß Gl. 2-21 ableiten lässt. Dabei ist  $J_{gen}$  die in der Probe generierte Stromdichte, und  $F_{abs}$  ein Korrekturfaktor, der die Unterschiede in der Generation aufgrund variierender optischer Eigenschaften zwischen Referenzsolarzelle und Probe ausgleicht.

$$\frac{J_{gen}}{J_{SC,Ref}} = F_{abs} \quad \text{Gl. 2-20}$$

$$J_{SC,Ref} = \int_0^W q G dx = q W G_{av,Ref} \quad \text{Gl. 2-21}$$

Die Messung der Photoleitfähigkeit  $\sigma_L$  kann durch die Erzeugung von Wirbelströmen in der Probe und eine induktive Kopplung an einen Schwingkreis gemessen werden [16]. Die zeitliche Entwicklung der Ladungsträgerkonzentration  $\Delta n$  ist durch die Kontinuitätsgleichung (vgl. Gl. 2-22) gegeben und bestimmt durch die Generationsrate  $G$ , die Rekombinationsrate  $U$  und die Stromdichte  $J$ . Die Abhängigkeit der Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n$  von der Stromdichte  $J$  kann unter den Annahmen einer homogenen Ladungsträgerkonzentration im gesamten Wafervolumen und kleinen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten vernachlässigt werden. Über die Abhängigkeit der Rekombinationsrate  $U$  von der effektiven Lebensdauer  $\tau_{eff}$  in Gl. 2-23 lässt sich somit Gl. 2-22 zu einer Gleichung für die effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$  in Abhängigkeit der durchschnittlichen Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n_{av}$  und der durchschnittlichen Generationsrate  $G$  entwickeln. Zwei Grenzfälle, die quasi-statische und die transiente Bestimmung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{eff}$ , werden im Folgenden betrachtet.

$$\frac{\partial \Delta n(t)}{\partial t} = G(t) - U(t) + \frac{1}{q} \nabla J \quad \text{Gl. 2-22}$$

$$U(t) = \frac{\Delta n_{av}(t)}{\tau_{eff}} \quad \text{Gl. 2-23}$$

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{av}(t)}{G_{av} - \frac{\partial \Delta n_{av}(t)}{\partial t}} \quad \text{Gl. 2-24}$$

### Transiente Photoleitfähigkeitsmessung

Erfolgt die Anregung der Ladungsträger mit einem Lichtblitz dessen Abklingzeit klein gegenüber der effektiven Lebensdauer  $\tau_{eff}$  ist, so findet in der Probe keine Generation statt und Gl. 2-24 kann mit  $G(t) = 0$  zu Gl. 2-25 vereinfacht werden. Unter Einbeziehung von Gl. 2-19 ergibt sich der in Gl. 2-26 wiedergegebene Zusammenhang für die effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$ .

$$\tau_{eff} = - \frac{\Delta n_{av}(t)}{\frac{\partial \Delta n_{av}(t)}{\partial t}} \quad \text{Gl. 2-25}$$

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta\sigma_L}{\frac{\partial \Delta n_{\text{av}}(t)}{\partial t} q W (\mu_n + \mu_p)} \quad \text{Gl. 2-26}$$

### Quasi-statische Photoleitfähigkeitsmessung (QSSPC)

Im Fall der quasi-statischen Bestimmung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  erfolgt die Anregung der Überschussladungsträger über eine Blitzlampe, deren Abklingzeit länger ist als die Lebensdauer der Ladungsträger  $\tau_{\text{eff}}$ . Somit kann angenommen werden, dass sich die Probe zu jedem Zeitpunkt im thermischen Gleichgewicht befindet ( $U \approx G_{\text{av}}$ ) und sich die Abhängigkeit der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  aus Gl. 2-24 zu Gl. 2-27 vereinfacht.

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta n_{\text{av}}(t)}{G_{\text{av}}(t)} \quad \text{Gl. 2-27}$$

Unter Einbeziehung von Gl. 2-19 und Gl. 2-21 ergibt sich die in Gl. 2-28 wiedergegebene Abhängigkeit für die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  im Fall einer quasi-statischen Messung. Eine wichtige Rolle kommt dabei dem optischen Korrekturfaktor  $F_{\text{abs}}$  zu, dessen genaue Kenntnis für eine korrekte Bestimmung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  notwendig ist.

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta\sigma_L}{F_{\text{abs}} J_{\text{gen}} (\mu_n + \mu_p)} \quad \text{Gl. 2-28}$$

Der optische Korrekturfaktor  $F_{\text{abs}}$  gibt die Unterschiede in der Generation zwischen kalibrierter Referenzsolarzelle und Probe wieder. Seine Bestimmung kann durch die Messung der spektralen Reflektion  $R(\lambda)$  und Transmission  $T(\lambda)$  gemäß Gl. 2-29 erfolgen.

$$F_{\text{abs}} = 1 - R(\lambda) - T(\lambda) \quad \text{Gl. 2-29}$$

Für die Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  von Proben mit Via-Löchern in Kapitel 9 wurde für die Oberflächenpassivierung eine Iod-Ethanol Lösung verwendet. Iod-Ethanol hat den Vorteil, dass es die offenen Bindungen an der Oberfläche effektiv absättigt und in Lösung leicht in die Via-Löcher eindringen kann. Da die Messung der Proben in einer geschlossenen Box vorgenommen wird, ist eine neue Kalibrierung des Messaufbaus notwendig. Dazu wurde die Photoleitfähigkeit  $\sigma_L$  von verschiedenen Proben mit bekannter unterschiedlicher Dotierung in der Box und ohne Box gemessen. Aus der ermittelten Photoleitfähigkeitsspannung  $U_{\text{photo}}$  und der bekannten Leitfähigkeit  $\sigma_L$  lassen sich gemäß Gl. 2-30 die neuen Kalibrierungsfaktoren  $\text{cal}_a$ ,  $\text{cal}_b$  und  $U_{\text{Offset}}$  bestimmen.

$$\sigma_L = \text{cal}_a (U_{\text{photo}} - U_{\text{Offset}}) + \text{cal}_b (U_{\text{photo}} - U_{\text{Offset}}) \quad \text{Gl. 2-30}$$

## 2.6 Suns $V_{oc}$ -Messungen

Neben der Hell- und Dunkelkennlinie wurde von Wolf und Rauschenbach in [17] eine dritte Kennlinie zur Charakterisierung von Solarzellen vorgeschlagen. Dabei wird die Leerlaufspannung  $U_{OC}$  und die Kurzschlussstromdichte  $J_{SC}$  der Solarzelle bei verschiedenen Beleuchtungsstärken ermittelt. Für eine kurzgeschlossene nicht beleuchtete Solarzelle und  $U = U_{OC}$  ergibt sich aus dem Zwei-Dioden-Modell in Gl. 2-14 eine Abhängigkeit der Kurzschlussstromdichte  $J_{SC}$  und der Leerlaufspannung  $U_{OC}$ , die nicht durch Serienwiderstände  $R_S$  beeinflusst wird (vgl. Gl. 2-31). Analog zu Gl. 2-15 und Gl. 2-16 können aus dieser Kennlinie ein sogenannter Pseudo-Füllfaktor PSFF und Pseudo-Wirkungsgrad abgeleitet werden, welche aufgrund der Messmethode nicht durch die Serienwiderstände  $R_S$  der Solarzelle beeinflusst werden.

$$J_{SC}(U_{OC}) = J_{01} \cdot \left( e^{\frac{U_{OC}}{n_1 \cdot U_{in}}} - 1 \right) + J_{02} \cdot \left( e^{\frac{U_{OC}}{n_2 \cdot U_{in}}} - 1 \right) + \frac{U_{OC}}{R_p} \quad \text{Gl. 2-31}$$

Von Sinton und Cuevas wurde in [18] eine vereinfachte Messmethode zur Ermittlung dieser Kennlinie vorgeschlagen, bei der die verschiedenen Beleuchtungsintensitäten durch einen langsam abklingenden Lichtblitz erreicht werden und nur die Spannung  $U$  der Solarzellen gemessen wird. Die Stromdichte  $J$  wird dabei durch die unabhängig unter ST-Bedingungen<sup>2</sup> gemessene Kurzschlussstromdichte  $J_{SC}$  gemäß Gl. 2-32 ermittelt, wobei Suns das Verhältnis zwischen der tatsächlichen Intensität  $I$  und der Intensität  $I_{\text{sonne}}$  bei einer Sonne darstellt. Aus dieser Kennlinie lassen sich Pseudo-Füllfaktoren PSFF und Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  ermitteln.

$$J = J_{SC}(1 - \text{Suns}) \quad \text{Gl. 2-32}$$

Im Herstellungsprozess von Solarzellen bietet sich eine Charakterisierung durch Suns $V_{oc}$ -Messungen an, da die Messung bereits nach der Ausbildung des pn-Übergangs und einem rückseitigem Kontakt durchgeführt werden kann. Da die  $J_{SC}$ - $U_{OC}$  Kennlinie nicht durch Serienwiderstände beeinflusst wird, erlaubt ein Vergleich mit der Hellkennlinie am maximalen Arbeitspunkt MPP eine Bestimmung des Serienwiderstands  $R_S$ . Da sowohl der Serienwiderstand  $R_S$  als auch die Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  bei großen Spannungen  $U$  den Verlauf der Hell- bzw. Dunkelkennlinie dominieren, kann durch einen Vergleich der  $J_{SC}$ - $U_{OC}$  Kennlinie mit der Hellkennlinie auch die Sättigungsstromdichten  $J_{01}$  ermittelt werden.

## 2.7 $\mu$ -Photolumineszenz und $\mu$ -Raman Messungen

Bei Photolumineszenz Messungen werden Ladungsträger angeregt und das bei strahlender Rekombination ausgesendete Licht nach spektraler Zerlegung an einem Gitter detektiert. Die Intensität  $I$  des detektierten Lichts gibt Auskunft über die Ladungsträgerlebensdauer. Die  $\mu$ -

<sup>2</sup> Standard-Testing Bedingungen: Um Vergleichbarkeit zwischen Messungen verschiedener Solarzellen zu gewährleisten muss die Messung bei einer Temperatur  $T$  von 25 °C, einer Einstrahlung von 1000 W m<sup>-2</sup> und einer Air Mass AM von 1.5 stattfinden



Photolumineszenz Messung ( $\mu$ -PL) erlaubt eine orts aufgelöste Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer mit sub-Mikrometer Auflösung und ist in [19-21] ausführlich beschrieben.

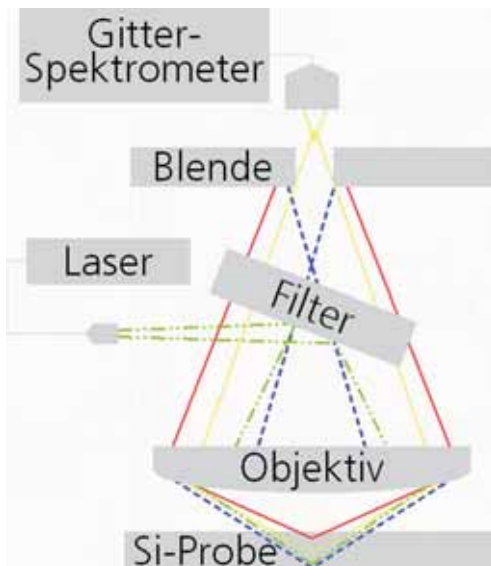


Abbildung 2-3: Schematische Darstellung des  $\mu$ -Photolumineszenz-Aufbaus. Durch einen Laserstrahl wird lokal eine hohe Ladungsträgerdichte generiert, welche eine kurze Diffusionslänge und damit eine hohe Ortsauflösung ermöglicht. Die Analyse des bei der Rekombination emittierten Lichts erfolgt an einem Gitterspektrometer.

Im Gegensatz zu Standard-PL Messungen erfolgt die Anregung von Ladungsträgern bei der  $\mu$ -PL durch einen Laser mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 532 nm und einer Leistung  $P$  von 10 mW. Die hohe Intensität  $I$  des Lasers bedingt eine hohe Injektionsdichte, welche zu einer großen Rekombinationsrate und einer dadurch bedingten geringen Diffusionskonstante  $D$  führen. Durch die kurze Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers und die geringe mittlere Wegstrecke, welche die Ladungsträger zwischen Generation und Rekombination zurücklegen, wird eine hohe Auflösung erzielt. Mit der Messapparatur am Fraunhofer ISE kann eine räumliche Auflösung von bis zu  $0,8 \mu\text{m}$  und eine spektrale Auflösung von bis zu 5 nm erreicht werden. Da die Bandlücke  $E_g$  durch Verspannungen im Kristall beeinflusst wird, können Verspannungen durch Verschiebungen im detektierten Spektrum qualitativ orts aufgelöst gemessen werden ( $\mu$ -Raman).

## 2.8 Strukturierende Laserprozesse für kristalline Silizium Solarzellen

### 2.8.1 Siebdruck Solarzelle - Laserkantenisolation

Aufgrund der kontaktlosen Bearbeitung, welche beim Trend der abnehmenden Waferdicken und geringerer Stabilität an Bedeutung gewinnt, dem hohen Grad an Flexibilität und ohne den Verbrauch zusätzlicher Materialien nehmen Laserprozesse einen wichtigen Platz in der Herstellung kristalliner Silizium Solarzellen ein. In den letzten Jahren haben sich eine Vielzahl von Laserprozessen etabliert z. B. für die Erzeugung lokaler Dotierungen, Kontakte, Strukturierungen und Löcher [22-27]. Da in dieser Arbeit ausschließlich strukturierende Prozesse von Gegenstand sind, werden im Folgenden kurz verschiedene Solarzellenkonzepte mit den verwendeten strukturierenden Laserprozessen vorgestellt und die Untersuchungs- bzw. Entwicklungsziele formuliert. Einen zentralen Punkt bildet dabei die möglichst vollständige Erfassung des Prozesses und die Untersuchung der Abhängigkeit der laserinduzierten Schädigung von verschiedenen Laserparametern und Materialeigenschaften.

Die in Abbildung 2-4 dargestellte Standard-Siebdruck Solarzelle besteht in der Regel aus einer p-dotierten Basis mit einer Dicke von ca.  $160\ \mu\text{m}$  –  $240\ \mu\text{m}$  aus mono- oder multikristallinem Silizium und einem  $0,2\ \mu\text{m}$  bis  $2\ \mu\text{m}$  dicken n-dotierten Emitter. Als Folge der Diffusion in der Gasphase bildet sich der Emitter auf der gesamten Waferoberfläche aus. Die Oberflächen der Solarzellen sind durch nasschemisches Ätzen aufgeraut und die Vorderseite der Solarzelle zusätzlich mit einer ca.  $80\ \text{nm}$  dicken Siliziumnitrid-Schicht ( $n \sim 2,1$ ) beschichtet um eine möglichst hohe optische Ausbeute des Sonnenspektrums zu ermöglichen. Die Kontaktmetalle werden mittels Siebdruckverfahren aufgebracht und der Kontakt zum Silizium während eines Hochtemperaturschritts bei einer Wafertemperatur im Bereich zwischen  $780\ \text{°C}$  und  $820\ \text{°C}$  ausgebildet. Bei der Kontaktbildung auf der Rückseite bildet sich eine Aluminiumdotierung aus, welche den Phosphor-Emitter überkompensiert. Aufgrund des sogenannten parasitären Emitters an den Kanten der Solarzelle werden Vorder- und Rückseitenkontakt verbunden und ein Kurzschluss erzeugt. Um diesen Kurzschluss zu unterbrechen kann ein Lasergraben auf der Vorderseite der Solarzelle erzeugt werden die sogenannte Laserkantenisolation (LKI).

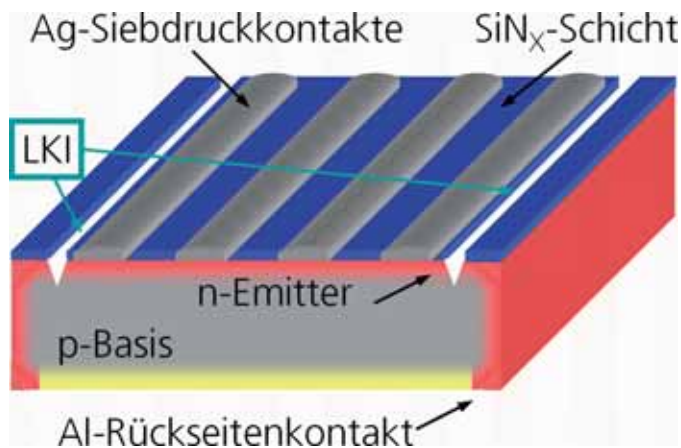


Abbildung 2-4: Schematische Darstellung einer Standard-Siebdruck Solarzelle. Da der Emitter als Folge des Diffusionsprozesses in der Gasphase auch an den Kanten und der Rückseite ausgebildet ist, wird die Solarzelle über den Emitter kurzgeschlossen. Um diesen Kurzschluss zu unterbrechen kann ein Lasergraben auf der Vorderseite nahe am Waferand erzeugt werden, welcher die Kontakte isoliert (LKI).

Für die Laserkantenisolation LKI werden in der Regel Laserquellen mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  zwischen 10 ns und 300 ns eingesetzt und ein Graben mit einer Tiefe von ca. 15  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  erzeugt. Obwohl die Laserkantenisolation bereits in der industriellen Produktion etabliert ist und bereits vielfach Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen war [26, 28-30], wird sie zunehmend durch konkurrierende teurere nasschemische Prozessen wie dem einseitigen Entfernen des Emitters nach der Diffusion verdrängt.

Die Hauptursachen für die Verdrängung der LKI bestehen aus folgenden Nachteilen:

- Der Verkleinerung der aktiven Solarzellenfläche auf der Vorderseite
- Dem Verlust durch Schädigung am Lasergraben
- Erhöhte Bruchgefahr durch den tiefen Graben

Erst seit kurzem sind Laserquellen mit ultra-kurzen Pulsen für den industriellen Einsatz verfügbar und rentabel geworden. Der Einsatz dieser Laserquellen erlaubt eine deutliche Reduzierung des thermischen Eintrags und führt oftmals zu einer Reduzierung der laserinduzierten Schädigung wie z.B. in [31] dargestellt. In dieser Arbeit wird die Strukturierung von Silizium mit ultra-kurzen Pulsen untersucht, ein Prozessbereich für die Laserkantenisolation etabliert und die erzeugte Schädigung qualitativ und quantitativ bestimmt. Besonderes Augenmerk liegt dabei auch auf einer möglichen Reduzierung der Grabentiefe durch den geringeren Wärmeeintrag, welche neben der geringeren Schädigung auch die Bruchgefahr mindern könnte.

## 2.8.2 PERC<sup>3</sup>-Konzept – Strukturierung dünner Schichten

Die Standard-Siebdruck Solarzelle hat aufgrund ihrer Vorderseiten- und Rückseitenmetallisierung ein eingeschränktes Wirkungsgradpotential. Die vollflächige Metallisierung auf der Rückseite führt zu einer hohen Rekombinationsgeschwindigkeit und wird in weiterentwickelten Solarzellenkonzepten durch lokale Punktkontakte ersetzt. Die nicht-metallisierte Fläche auf der Rückseite wird durch eine dielektrische Schicht wie z.B. thermisch gewachsenes Siliziumoxid oder Aluminiumoxid passiviert. Neben den lasergefeuerten Kontakten, den sogenannten LFCs [32, 33], bei welchen die Kontaktbildung simultan mit einer lokalen Entfernung der Passivierungsschicht einhergeht, wird bei alternativen Prozessen wie z. B. dem i-PERC-Konzept [34] die dielektrische Schicht vor der Metallisierung lokal mit einzelnen Laserpulsen strukturiert. Die Strukturierung der dielektrischen Schicht findet in der Regel auf planen Oberflächen statt und soll in dieser Arbeit unter den folgenden Gesichtspunkten untersucht werden:

- Einfluss der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auf die induzierte Schädigung im Siliziumsubstrat
- Einfluss der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die induzierte Schädigung im Siliziumsubstrat
- Einfluss auf die Kristallstruktur des Siliziumsubstrats

Die siebgedruckten Vorderseitenkontakte besitzen ein schlechtes Aspektverhältnis, das zu hohen Abschattungsverlusten und somit Einbußen in der Kurzschlussstromdichte  $J_{\text{SC}}$  führt. Aufgrund ihres hohen Kontaktwiderstands benötigen die siebgedruckten Kontakte hohe Dotierungen an der Oberfläche und beschränken den Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  des Emitters auf 40 Ohm/sq. bis 60 Ohm/sq. Aufgrund der hohen Oberflächenkonzentration sinkt die Ausbeute im kurzwelligen Bereich des eingestrahnten Spektrums, wodurch die Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  der Solarzelle beschränkt wird.

Um höhere Wirkungsgrade mit industriell rentablen Prozessen zu erreichen, wurde von Dube et al. in [35] eine auf der lokalen Entfernung der Antireflex-Schicht basierende Vorderseitenmetallisierung vorgeschlagen. Dabei wird die Antireflex-Schicht in Form des späteren Kontaktgitters mit dem Laser geöffnet und im Anschluss in den geöffneten Bereichen eine Nickel-Saatschicht stromfrei und kontaktlos abgeschieden. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit der Laserstrahlung können kleine Strukturbreiten von 10  $\mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  problemlos realisiert werden. Die Ausbildung des Metall-Halbleiterkontakts erfolgt durch die Bildung eines Nickelsilizids, die schon bei moderaten Temperaturen  $T$  von ca. 350  $^{\circ}\text{C}$  stattfindet und durch einen geringen Kontaktwiderstand zu keinen Einschränkungen des Emitterprofils führt [36]. Die metallische Saatschicht wird im Anschluss durch galvanische Silberabscheidung verdickt, wodurch die Kontakte ein sehr gutes Aspektverhältnis von ca. 1,3 bis 1,5 erreichen können. Als Aspektverhältnis wird der Quotient aus Breite und Höhe des Kontaktfingers bezeichnet, der für eine optimale Stromausbeute möglichst nahe an einem Wert von eins liegen sollte. Für die erfolgreiche Umsetzung dieser Vorderseitenmetallisierung ist eine schädigungsarme Entfernung der Antireflex-Schicht essenziell, die auch in Kombination mit der anschließenden Kontaktbildung nicht zu lokalen Kurzschlüssen führen darf. Eine erfolgreiche Umsetzung der einzelnen Prozessschritte konnte bereits von Knorz et al. in [37, 38] für die Strukturierung der

---

<sup>3</sup> Abkürzung aus dem Englischen: *Passivated Emitter and Rear Cell*

Antireflex-Schicht und von Aléman et al. in [39] für die Erzeugung von Nickel-Kontakten gezeigt werden.

Für eine möglichst vollständige Erfassung des Laserprozesses auf texturierter Oberfläche und Etablierung optimaler Prozessparameter für eine solche Vorderseitenmetallisierung werden folgende Ziele verfolgt:

- Einfluss der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auf die induzierte Schädigung im Siliziumsubstrat
- Einfluss der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die induzierte Schädigung im Siliziumsubstrat
- Einfluss auf die Kristallstruktur des Siliziumsubstrat
- Wechselwirkung zwischen strukturierter und kohärenter Laserstrahlung
- Einfluss der Laserparameter auf die Kontaktbildung
- Erfolgreiche Umsetzung einer Vorderseitenmetallisierung auf Solarzellenebene

Eine Solarzelle, deren Vorderseiten- und Rückseitenmetallisierung durch die oben beschriebenen Verfahren erzeugt wurden, besitzt aufgrund der passivierten Vorder- und Rückseite (PERC) ein hohes Wirkungsgradpotential und ist schematisch in Abbildung 2-5 dargestellt.

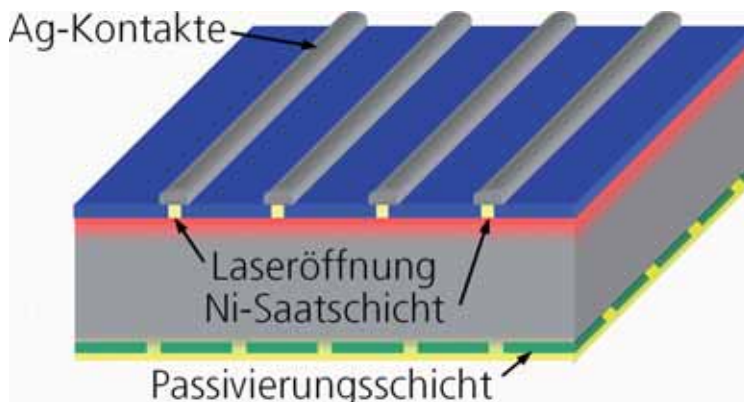


Abbildung 2-5: Schematische Darstellung einer PERC-Solarzelle mit einer Vorderseitenmetallisierung die auf einer durch Laserablation lokal geöffneten Antireflex-Schicht basiert. In die Öffnungen wird eine Nickel-Saatschicht abgeschieden, welche nach dem Sintern einen Kontakt zum Silizium ausbildet. Die Saatschicht wird durch Silbergalvanik verdickt.

### 2.8.3 Rückseitenkontaktzellen – Bohren von Via-Löchern

Um durch Reduzierung bzw. Vermeidung von Abschattungsverlusten auf der Vorderseite die Kurzschlussstromdichte  $J_{\text{SC}}$  zu steigern, wurden Solarzellen entwickelt deren n- und p-Kontakte auf die Rückseite verlegt wurden. Ein weiterer Vorteil dieser Konzepte besteht in der

vereinfachten Verschaltung einzelner Solarzellen im Modul wodurch ein deutlich höherer Modulwirkungsgrad erzielt werden kann. Viele der Rückseitenkontakt-Konzepte lassen sich unter dem Begriff der Metal-Wrap-Through MWT und Emitter-Wrap-Through EWT Solarzellen zusammenfassen, deren Aufbau schematisch in Abbildung 2-6 dargestellt ist. Die MWT-Solarzelle besitzt nur noch dünne Kontaktfinger auf der Vorderseite und führt den Strom durch sogenannte Via-Löcher auf die Rückseite der Solarzelle [40, 41]. Bei der EWT-Solarzelle wird der Emitter durch die Via-Löcher auf die Rückseite geführt und die Abschattung auf der Vorderseite vollständig vermieden [42, 43].

Die Via-Löcher müssen aufgrund fehlender Alternativprozesse mit dem Laser gebohrt werden. Neben einer geringen Schädigung des Siliziumsubstrats ist bei diesem Prozess vor allem eine kurze Prozesszeit für eine industrielle Etablierung der Solarzellenkonzepte notwendig. Daher wird das Augenmerk bei den Untersuchungen zum Bohren der Löcher auf folgende Aspekte gerichtet sein:

- Einfluss der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die Prozesszeit
- Einfluss der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auf die Prozesszeit
- Einfluss von Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auf die laserinduzierte Schädigung

Neben dem Bohren der Via-Löcher wird auf der Rückseite eine Trennung der n- und p-Kontaktgebiete benötigt. Dies kann sowohl durch die Verwendung strukturierter dielektrischer Diffusionsbarrieren im Herstellungsprozess oder durch einen Isolationsgraben am Ende der Prozesskette umgesetzt werden. In beiden Fällen kann die Strukturierung mit dem Laser erfolgen, wobei für den rückseitigen Isolationsprozess RKI durch seine gesteigerte Länge im Vergleich zur LKI auf der Solarzellenvorderseite eine Verbesserung des Prozesses anhand der oben formulierten Kriterien noch entscheidender ist.

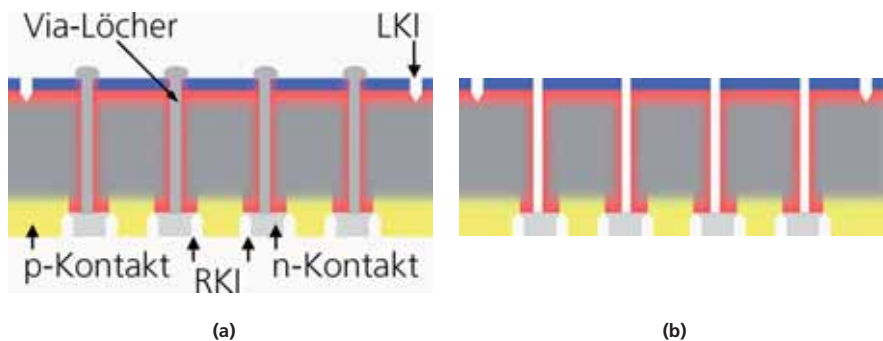


Abbildung 2-6: Schematische Darstellung einer MWT-Solarzelle (a) und einer EWT-Solarzelle (b).



## 3 Laser-Materie-Wechselwirkung

### 3.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden die optischen Grundlagen der Ausbreitung von Licht, der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie sowie die Eigenschaften von Laserlicht im Rahmen, wie sie für diese Arbeit relevant sind, behandelt. Dabei handelt es sich um Darstellungen, die auf Standardwerken wie z. B. [44-48] beruhen. Neben dem Charakter der Laserstrahlung sollen auch die Materialien, deren Strukturierung durch Laserstrahlung in dieser Arbeit untersucht wird, charakterisiert werden. Dabei werden im speziellen ihre optischen und thermischen Eigenschaften näher betrachtet. Abschließend wird die Schwellfluenz  $\Phi_{Thr}$ , die sowohl vom verwendeten Schichtsystem als auch von den verwendeten Laserparametern abhängt, bestimmt.

### 3.2 Optische Grundlagen

In erster Näherung können Laserstrahlen als geometrische Strahlen betrachtet werden, deren Eigenschaften durch die geometrische Optik beschrieben werden. Trifft ein Laserstrahl auf eine Oberfläche so kann die Strahlung reflektiert, transmittiert und absorbiert werden. Die Wechselwirkung zwischen Material und Strahlung wird maßgeblich durch die optischen Eigenschaften des Materials bestimmt. Die wichtigste Größe bildet der materialspezifische und wellenlängenabhängige komplexe Brechungsindex  $n^*$ , welcher sich gemäß Gl. 3-1 aus dem Realteil  $n$  und dem Extinktionskoeffizienten  $k$  zusammensetzt. Im Folgenden wird auf die Reflektion und Absorption näher eingegangen.

$$n^* = n + ik \quad \text{Gl. 3-1}$$

#### 3.2.1 Reflektion

Trifft die Strahlung unter einem Winkel  $\alpha$  gegen das Lot auf eine Oberfläche so wird sie gemäß Gl. 3-2 unter demselben Winkel reflektiert. Beim Übergang in ein optisch dichteres oder dünneres Medium wird die einfallende Strahlung gebrochen, wobei der Brechungswinkel  $\beta$  nach dem Snellius-Gesetz (vgl. Gl. 3-3) von den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  der Medien und dem Einfallswinkel  $\alpha$  abhängt wie in Abbildung 3-1 dargestellt.

$$\sin \alpha = \sin \beta \quad \text{Gl. 3-2}$$



$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2}$$

Gl. 3-3

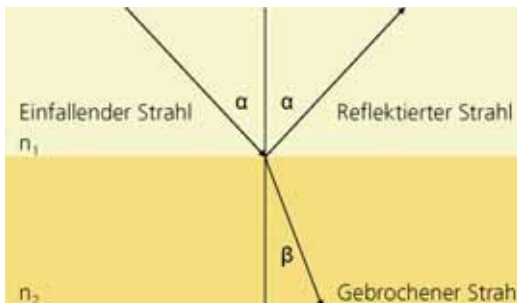


Abbildung 3-1: Schematische Darstellung des geometrischen Lichtwegs eines einfallenden Strahls auf eine Grenzfläche unter dem Winkel  $\alpha$ . ( $n_1 < n_2$ )

Wird der Wellencharakter der Laserstrahlung wichtig, kann die räumliche und zeitliche Entwicklung der Strahlung über eine ebene elektromagnetische Welle mit linearer Polarisation<sup>4</sup> beschrieben werden (vgl. Gl. 3-4). Über deren Amplitude  $E_0$  die Intensität  $I$  der Strahlung nach Gl. 3-5 definiert ist.

$$E(r, t) = E_0 \cdot \exp(i(kr - \omega t))$$

Gl. 3-4

k - Wellenvektor      r - Raumvektor       $\omega$  - Kreisfrequenz      t - Zeit

$$I_0 = |E_0|^2$$

Gl. 3-5

Für die Berechnung des reflektierten Anteils  $R$  der Laserstrahlung an einer Grenzfläche, welcher sich nach Gl. 3-5 aus dem Verhältnis der Amplituden der eingestrahnten und reflektierten Welle ergibt, muss eine separate Berechnung für die senkrecht und parallel zur Grenzfläche auftreffenden Wellen durchgeführt werden. Unter der Annahme einer homogenen magnetischen Suszeptibilität  $\mu_1 = \mu_2$  lassen sich die parallelen  $R_p$  und senkrechten  $R_s$  der reflektierten Welle nach Gleichung Gl. 3-7 und Gl. 3-8 berechnen.

$$R = \frac{E_{or}}{E_0}$$

Gl. 3-6

---

<sup>4</sup> Laserstrahlung muss nicht zwangsläufig linear polarisiert sein, aber die in dieser Arbeit verwendeten Quellen weisen alle lineare Polarisation auf.

$$R_s = \frac{n_1 \cdot \cos \alpha - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha\right)^2}}{n_1 \cdot \cos \alpha + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha\right)^2}} \quad \text{Gl. 3-7}$$

$$R_p = \frac{n_2 \cdot \cos \alpha - n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha\right)^2}}{n_2 \cdot \cos \alpha + n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha\right)^2}} \quad \text{Gl. 3-8}$$

### 3.2.2 Absorption

Im Medium wird die Intensität  $I$  des einfallenden Laserstrahls nach dem Lambert-Beerschen Gesetz mit zunehmender Entfernung  $z$  von der Oberfläche durch Absorption verringert (vgl. Gl. 3-9). Dabei ist der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  durch den materialspezifischen Extinktionskoeffizienten  $k$  und die Wellenlänge  $\lambda$  bestimmt (vgl. Gl. 3-10). Der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  wird als optische Eindringtiefe  $L_\alpha$  bezeichnet und gibt die mittlere Wegstrecke an, bei der die eingestrahelte Intensität  $I_0$  auf  $1/e$  ihrer Ausgangsintensität  $I_0$  abgeschwächt wurde (vgl. Gl. 3-11).

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha I(z) \quad \text{Gl. 3-9}$$

$$\alpha = \frac{4 \pi k}{\lambda} \quad \text{Gl. 3-10}$$

$$L_\alpha = \alpha^{-1} \quad \text{Gl. 3-11}$$

Bei der Absorption von Laserstrahlung in einem Medium geben die einfallenden Photonen ihre Energie durch Anregung von Elektronen und Phononen ab. Bei der Anregung von Elektronen werden entweder Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband angeregt oder Elektronen im Leitungsband in einen höheren Zustand angeregt. Nach der Anregung verteilt sich innerhalb kurzer Zeit ( $\tau \sim 10^{-14}$  s) die absorbierte Energie durch Wechselwirkung der Elektronen im Leitungsband untereinander gleichmäßig auf alle Elektronen oberhalb der Bandkante. Im Folgenden wird die Energie ca. 1 ps nach der Anregung durch Stöße der Elektronen mit dem Gitter wieder abgegeben, wodurch sich das Gitter erhitzt. Werden durch Erwärmung des Materials und die damit verbundene Verkleinerung der Bandlücke  $E_g$  bzw. durch resonante Anregung von Valenzband-Elektronen in das Leitungsband während der Bestrahlung freie Elektronen erzeugt, so steigt der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  deutlich an. Steigt die Temperatur so

weit an, dass das Material schmilzt, liegt aufgrund der nicht mehr intakten Kristallstruktur ein quasi-freies Elektronengas vor und die Absorption steigt nicht weiter an.

Durch die Absorption der Laserstrahlung kann somit der Kristall lokal erwärmt und bei genügend großer Wärmeeinkopplung geschmolzen und verdampft werden. Die Entfernung von Material aufgrund von Laserbestrahlung wird auch als Laserablation bezeichnet. Durch den Rückstoßdruck des verdampfenden Materials kann ein Teil des Materials in flüssiger Phase aus dem bestrahlten Bereich entfernt werden.

### 3.2.3 Wärmetransport

Wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, erwärmt das eingestrahelte Laserlicht bei Absorption das Kristallgitter. Die eingebrachte Energie breitet sich durch Wärmeleitung im Kristall aus. Analog zur optischen Eindringtiefe wird für den Wärmetransport eine thermische Eindringtiefe definiert, die nach Gl. 3-12 von der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und der thermischen Diffusionskonstante  $D_{\text{Th}}$  abhängt. Die Wärmeleitung im Kristall wird über die differentielle Wärmetransport-Gleichung, die in Gl. 3-13 wiedergegeben ist, beschrieben. Die zeitliche und räumliche Änderung der Temperatur  $T$  wird durch Konvektion, Wärmeleitung und eine Wärmequelle  $Q$  bestimmt. Die Wärmequelle  $Q$  ergibt sich gemäß Gl. 3-14 aus der absorbierten Energie der Laserstrahlung. Für Laserstrahlung kann aufgrund der geringen lateralen Wärmeausbreitung im Vergleich zum Durchmesser des bestrahlten Bereichs, die laterale Temperaturverteilung als konstant angenommen werden, wodurch sich die Wärmetransport-Gleichung auf die Ausbreitungsrichtung  $z$  senkrecht zur Oberfläche beschränkt und sich die Wärmetransport-Gleichung zu Gl. 3-15 vereinfacht.

$$L_T \approx 2\sqrt{D_{\text{Th}} \cdot L_{\text{Puls}}} \quad \text{Gl. 3-12}$$

$$\frac{d(\rho c_p T)}{dt} + \vec{v} \nabla(\rho c_p T) = \nabla(K \nabla T) + Q \quad \text{Gl. 3-13}$$

$K$  - Wärmeleitfähigkeit

$c_p$  - Spezifische Wärmekapazität

$\vec{v}$  - Geschwindigkeit

$Q$  - Wärmequelle

$$Q = \alpha \cdot I \quad \text{Gl. 3-14}$$

$$\rho c_p \cdot \frac{dT}{dt} + \rho c_p v_z \frac{dT}{dz} = K \frac{d^2 T}{dz^2} + Q \quad \text{Gl. 3-15}$$

### 3.3 Laserstrahlung

Laserlicht wird wie die Bezeichnung<sup>5</sup> vorgibt durch die stimulierte Emission von Photonen eines vorher in Besetzungsinversion gebrachten aktiven Mediums erzeugt. Durch stimulierte Emission werden elektromagnetischen Wellen erzeugt, welche untereinander eine feste Phasenbeziehung aufweisen. Das aktive Medium kann aus unterschiedlichen Materialien bestehen und in verschiedenen Phasen (fest, flüssig oder gasförmig) vorliegen. Da in dieser Arbeit fast ausschließlich Laser mit aktiven Kristallen als Medien verwendet werden, beschränken sich die nachfolgenden Beschreibungen auf diese Klasse von Lasern (Festkörperlaser). Das aktive Medium befindet sich in der Regel in einem durch halbdurchlässige Spiegel begrenzten Element, dem sogenannten Resonator. Durch die Geometrie des Resonators werden die longitudinalen und transversalen Moden der entstehenden elektromagnetischen Welle bestimmt. Die niedrigste Ordnung der transversalen elektromagnetischen Moden  $TEM_{00}$  besitzt eine Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die einer zwei-dimensionalen Gaußkurve  $I(x, y, t)$  entspricht. Diese wird aufgrund ihrer geringen Divergenz und ihrer Symmetrie für die Materialbearbeitung bevorzugt. Da das Anschwingen höherer Moden nicht vollständig unterdrückt werden kann, besitzt die Intensitätsverteilung  $I(x, y, t)$  keine perfekte Gaußverteilung. Als Maß für die Strahlgüte wird die Beugungsmaßzahl  $M^2$  verwendet, die gemäß Gl. 3-16 die Abweichung des realen Strahls vom idealen Gaußstrahl anhand des Divergenzwinkels  $\theta$  und des Strahlradius  $w$  beschreibt.

$$M^2 = \frac{\theta_{\text{real}} \cdot w_{\text{real}}}{\theta_{\text{ideal}} \cdot w_{\text{ideal}}} \quad \text{Gl. 3-16}$$

Die Fluenz  $\Phi(x, y)$  als Flächenenergiedichte ergibt sich gemäß Gl. 3-17 aus der zeitlichen Integration über die Intensitätsverteilung  $I$ . Eine direkte Messung der räumlichen Intensitätsverteilung ist meist durch eine aufwendige Messung mit Hilfe einer CCD- oder CMOS-Kamera im Strahlengang möglich. Eine leicht zugängliche Größe stellt die mittlere Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  dar, welche gemäß Gl. 3-18 durch Messung der mittleren Laserleistung  $P_{\text{av}}$  und der Repetitionsrate RPR ermittelt werden kann.

$$\Phi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, t) dt \quad \text{Gl. 3-17}$$

$$E_{\text{Puls}} = \frac{P_{\text{av}}}{\text{RPR}} \quad \text{Gl. 3-18}$$

$$E_{\text{Puls}} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y) dx dy \quad \text{Gl. 3-19}$$

Da die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  die räumliche Integration über die Fluenz  $\Phi$  darstellt, ergibt sich unter der Verwendung von Gl. 3-19 für die Fluenz  $\Phi(r)$  in Zylinderkoordinaten der in Gl. 3-20 dargestellte

<sup>5</sup> Laser: aus dem Englischen für *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*

Zusammenhang. Wobei  $\Phi_{\text{Max}}$  die Maximalfluenz beschreibt, welche über die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und den Radius  $w_0$  der Gaußkurve bestimmt ist (vgl. Gl. 3-21).

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \qquad \Phi(r) = \Phi_{\text{Max}} \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w_0^2}\right) \qquad \text{Gl. 3-20}$$

$$\Phi_{\text{Max}} = \frac{2 \cdot E_{\text{Puls}}}{\pi w_0^2} \qquad \text{Gl. 3-21}$$

Nach der Auskoppelung der Laserstrahlung weitet sich der Strahl aufgrund seiner Divergenz mit zunehmendem Abstand in der Ausbreitungsrichtung  $z$  von der Strahltaile auf, wobei das Intensitätsprofil des Strahls an jedem Punkt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einer Gaußverteilung entspricht.

- Die Strahltaile bezeichnet den Punkt auf der optischen Achse, an dem der Strahlradius  $w_{0,\text{min}}$  minimal ist.
- Der Strahlradius  $w_0(z)$  ändert sich gemäß Gl. 3-22 mit zunehmender Entfernung von der Strahltaile  $z$  und in Abhängigkeit der sogenannten Rayleighlänge  $z_R$ .

$$w_0(z) = w_{0,\text{min}} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \qquad \text{Gl. 3-22}$$

- Die Rayleighlänge  $z_R$  ist definiert als der Abstand von der Strahltaile, bei dem der Strahlradius  $w_0$  um einen Faktor Wurzel zwei zugenommen hat und ist abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  und dem minimalen Strahlradius  $w_{0,\text{min}}$  (vgl. Gl. 3-23 und Gl. 3-24).

$$w_0(z_R) = \sqrt{2} \cdot w_{0,\text{min}} \qquad \text{Gl. 3-23}$$

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_{0,\text{min}}^2}{\lambda} \qquad \text{Gl. 3-24}$$

Da der Radius der ausgekoppelten Laserstrahlung  $w_0$  für eine effektive Materialbearbeitung meist zu groß ist, wird die Strahlung durch eine Linse mit einer Brennweite  $f$  fokussiert. Der Strahlradius  $w_0^*$  nach dem Passieren der Linse kann gemäß Gl. 3-25 und Gl. 3-26 im Nah- bzw. Fernfeld der Linse genähert werden, wobei das Nahfeld Abstände im Bereich der Rayleighlänge  $z_R$  beschreibt.

$$w_0^* \approx \frac{w_0 f}{z_R} = f \theta \qquad z \leq z_R \qquad \text{Gl. 3-25}$$

$$w_0^* = \frac{w_0 f}{z} \qquad z \gg z_R \qquad \text{Gl. 3-26}$$

Die emittierte Laserstrahlung ist räumlich und zeitlich kohärent, was bei einer Überlagerung zum Auftreten von Interferenzmustern führt. Dabei zeigt sich die zeitliche Kohärenz bei der Überlagerung einer Welle mit ihrer zeitlich verschobenen Kopie wie z. B. beim Michelson-Interferometer. Das Maß der Kohärenz wird über die Kohärenzlänge  $l_k$  quantifiziert. Diese Strecke wird gemäß Gl. 3-27 in der maximalen Zeitspanne  $\Delta t_{\max}$  zurückgelegt, in der das emittierte Licht noch interferenzfähig ist.

$$l_k = c \cdot \Delta t_{\max} \quad \text{Gl. 3-27}$$

c - Lichtgeschwindigkeit

## 3.4 Materialeigenschaften

### 3.4.1 Silizium

Silizium als Basismaterial für die Herstellung der Solarzellen wird in jedem Strukturierungsprozess, sei es bei der Strukturierung dielektrischer Schichten indirekt oder beim Bohren der Via-Löcher direkt, beeinflusst. Die wichtigste Größe für die Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Material ist der wellenlängenabhängige Brechungsindex  $n^*$ . Der komplexe Brechungsindex  $n^*$  bestimmt den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  bzw. die Absorptionslänge  $L_\alpha$ , welche in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  bei Raumtemperatur in Abbildung 3-2 dargestellt sind. Da die Bandlücke  $E_g$  von Silizium mit 1,13 eV einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1100 nm entspricht, nimmt der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  in diesem Wellenlängenbereich stark mit abnehmender Wellenlänge  $\lambda$  zu. Da es sich um einen indirekten Bandübergang handelt, wird ein Teil der Energie durch das Phonon, das aufgrund der Impulserhaltung am Absorptionsprozess beteiligt sein muss, bereitgestellt. Im Folgenden steigt der Absorptionskoeffizient weiter mit sinkender Wellenlänge  $\lambda$  kontinuierlich an, wobei der Anstieg bei ca. 350 nm aufgrund des direkten Bandübergangs im Silizium noch deutlicher ausfällt. Da durch die Absorption der Laserstrahlung die Temperatur T im Kristall erhöht wird, steigt die Anzahl der freien Elektronen und mit ihr der Absorptionskoeffizient  $\alpha$ . Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex n und des Extinktionskoeffizienten k wird für Wellenlängen  $\lambda$  von 1064 nm, 532 nm und 355 nm in [49-51] vorgestellt. Durch die Erwärmung dehnt sich der Siliziumkristall mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $a_{\text{th, Si}}$  von  $2,55 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$  [52] aus. Wird die Temperatur T erhöht, schmilzt das Silizium beim Überschreiten der Schmelztemperatur  $T_{\text{Schmelz}}$  von 1410 °C. Nach dem Ende der lokalen Bestrahlung mit dem Laser kühlt der Kristall wieder ab und rekristallisiert, wobei die Rekristallisationsgeschwindigkeit  $v_{\text{krist, Si}}$  geringer sein muss als  $v_{\text{amorph, Si}}$  15 m s<sup>-1</sup> um kristallines Wachstum zu gewährleisten [53].

---

<sup>6</sup> Gültig für Temperaturen zwischen 300 K und 1500 K

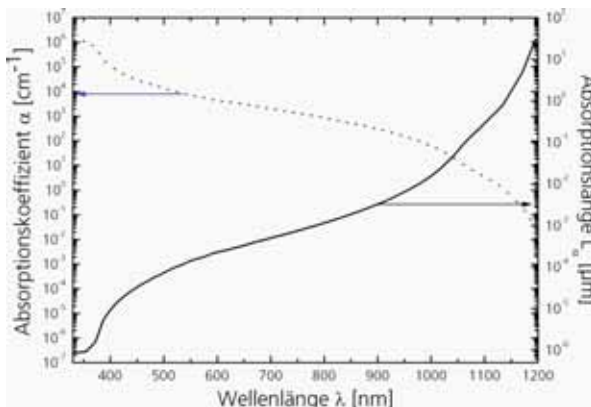


Abbildung 3-2: Absorption  $\alpha$  bzw. Absorptionslänge  $L_\alpha$  von Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$ . [7].

### 3.4.2 Siliziumdioxid $\text{SiO}_2$

Thermisch gewachsenes Siliziumdioxid  $\text{SiO}_2$ , im Folgenden als Siliziumoxid bezeichnet, wird in der Herstellung kristalliner Silizium-Solarzellen vor allem zur Maskierung, Passivierung und als Antireflex-Schicht eingesetzt. Als Passivierungs- bzw. Antireflex-Schicht werden standardmäßig Schichtdicken von 105 nm verwendet. Bei Siliziumoxid handelt es sich aufgrund seiner großen Bandlücke  $E_G$  von 9,3 eV um einen Isolator, der bis in den tiefen UV-Bereich hinein durchsichtig für Laserstrahlung ist. Der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  ändert sich aufgrund der großen Bandlücke  $E_G$  nur geringfügig mit zunehmender Temperatur und erst ab Temperaturen  $T$  von 900 °C tritt Absorption für Wellenlängen  $\lambda$  kleiner 250 nm auf (vgl. Abbildung 3-3 a). Der thermische Ausdehnungskoeffizient  $a_{\text{th, SiO}_2}$  beträgt  $0,5 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$  [54] bei Raumtemperatur und führt somit bei gleicher Temperatur zu einer geringeren Ausdehnung als bei Silizium. Der Unterschied in den Ausdehnungskoeffizienten zwischen Silizium und Siliziumoxid ( $a_{\text{th, SiO}_2} - a_{\text{th, Si}}$ ) steigt nach [54] mit zunehmender Temperatur zwischen 300 K bis 850 C von  $2,9 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$  auf bis zu  $5,8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$  an.

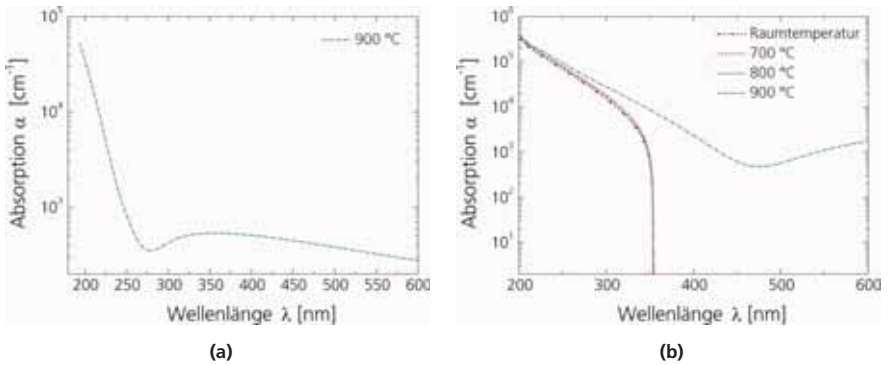


Abbildung 3-3: (a) Absorptionskoeffizient  $\alpha$  von Siliziumoxid in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  bei einer Temperatur von  $900\text{ °C}$ . (b) Absorptionskoeffizient  $\alpha$  von einer  $80\text{ nm}$  dicken PECVD Antireflex- $\text{SiN}_x$ -Schicht in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  [23].

### 3.4.3 Siliziumnitrid $\text{SiN}_x$

Siliziumnitrid kann kristallin oder amorph abgeschieden werden. Amorphes hydrogenisiertes Siliziumnitrid  $\text{SiN}_x$  wird als Passivierungsschicht, Diffusionsbarriere oder als Antireflex-Schicht im Herstellungsprozess für kristalline Silizium-Solarzellen eingesetzt. Es existieren zwei Phasen kristallinen Siliziumnitrids:  $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$  mit 14 Atomen und  $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$  mit 28 Atomen pro Einheitszelle. Die gängigsten Abscheidungsmethoden sind das Kathodenzerstäubung (Sputtern) [55] und das Abscheiden als Produkt chemischer Reaktion auf der Waferoberfläche mittels PECVD<sup>7</sup> [56]. Die Eigenschaften des Siliziumnitrids hängen stark von den Parametern bei der Abscheidung (Druck  $p$  und Temperatur  $T$ ) und dem Verhältnis von Silizium zu Stickstoff ab. Das Verhältnis von Stickstoff zu Silizium bestimmt maßgeblich den Brechungsindex  $n$  der Schicht. So besitzt Siliziumnitrid, das zur Passivierung eingesetzt wird einen höheren Siliziumanteil und einen Brechungsindex  $n$  von ca. 2,8 wohingegen ein Antireflex-Siliziumnitrid mit einem Stickstoff zu Siliziumverhältnis von ca. 1,05 einen Brechungsindex  $n$  von 2,1 besitzt. Durch den geringen Siliziumanteil wird die Transparenz, in dem für die Stromausbeute wichtigen Wellenlängenbereich (ca.  $350\text{ nm} - 1300\text{ nm}$ ) gewährleistet. Die Bandlücke  $E_G$  des amorphen Siliziumnitrids liegt zwischen der Bandlücke  $E_G$  von amorphem Silizium von  $1,7\text{ eV}$  bei einem hohem Siliziumanteil und der Bandlücke  $E_G$  von stöchiometrischem Siliziumnitrid, die bei ca.  $5,3\text{ eV}$  liegt. Die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  ist für ein Antireflex-Siliziumnitrid mit einem Brechungsindex  $n$  von 2,1 und einer Dicke  $d$  von ca.  $80\text{ nm}$  in Abbildung 3-3 b dargestellt [23]. In der  $\text{SiN}_x$ -Schicht tritt bei Raumtemperatur Absorption für Wellenlängen  $\lambda$  kleiner  $350\text{ nm}$  und ab einer Temperatur  $T$  von  $900\text{ °C}$  auch für längere Wellenlängen  $\lambda$  im Bereich kleiner  $600\text{ nm}$  auf. Weitere temperaturabhängige Daten für die Wärmeleitfähigkeit  $K$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  können in [57] gefunden werden

<sup>7</sup> Englisch: Plasma enhanced Chemical Vapour Deposition



und erlauben durch Anpassen der Daten die Abschätzung der Temperaturabhängigkeit wie in Gl. 3-28 und Gl. 3-29 angegeben. Eine genauere Beschreibung der Ermittlung der Temperaturabhängigkeit von Wärmeleitfähigkeit  $K$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  wird in [58] gegeben. Siliziumnitrid wird unter Erhöhung der Temperatur in seiner Struktur flexibler besitzt jedoch keine ausgezeichnete Schmelztemperatur und sublimiert schließlich. Die Sublimationstemperatur  $T_{\text{sub}}$  hängt von der Bindungsstruktur in der Schicht und den Abscheidungsparametern ab und wird in dieser Arbeit mit ca. 3000 K abgeschätzt.

$$c_p(T) = 59,26 \cdot T^{0,263} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right] \quad \text{Gl. 3-28}$$

$$K(T) = 0,32 \cdot T^{0,3979} \left[ \frac{\text{W}}{\text{mK}} \right] \quad \text{Gl. 3-29}$$

## 4 Laserquellen

### 4.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden Laserquellen vorgestellt unter deren Verwendung die Experimente, die in dieser Arbeit präsentiert werden, durchgeführt wurden. Neben der Darstellung der typischen Kenngrößen der Laserquellen wie z. B. Wellenlänge  $\lambda$ , mittlere Leistung  $P_{av}$  und Beugungsmaßzahl  $M^2$  werden die Strahlungsquellen auch anhand der experimentell bestimmten Strahlradien  $w_0$  charakterisiert. Bei der Bestimmung der Strahlradius  $w_0$  wird zusätzlich die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  ermittelt, welche stark von der Laserstrahlung und dem verwendeten Materialsystem abhängt und eine entscheidende Kenngröße für die Materialbearbeitung darstellt.

Für strukturierende Laserprozesse ist eine genaue Kenntnis der mittleren Ausgangsleistung  $P_{av}$  und der Pulsenergie  $E_{Puls}$  besonders wichtig, welche sich gemäß Gl. 3-18 aus der Repetitionsrate RPR und der mittleren Leistung  $P_{av}$  der Strahlungsquelle ableiten lässt. Die im Folgenden angegebenen Werte der durchschnittlichen Leistung  $P_{av}$  und der Pulsenergie  $E_{Puls}$  beziehen sich auf Messungen, welche mittels Leistungsmessköpfen am unfokussierten Strahl direkt am Bearbeitungsort durchgeführt wurden. Für die Messung wurden Messköpfe von Coherent (PM-10x und PM150-19c) verwendet, welche einen Leistungsbereich von 0,1 W bis 50 W bzw. 0,3 W bis 100 W abdecken und deren Unsicherheit laut Hersteller mit 1 % angegeben wird. Für die Messung der zeitlichen Strahlform und der Pulslänge  $L_{Puls}$  wurde der Laserstrahl an einem Siliziumwafer gestreut und der zeitliche Verlauf über eine Photodiode (DET 10A von Thorlabs) detektiert. Die zeitliche Pulsform kann im Folgenden über ein Oszilloskop sichtbar gemacht und die Pulslänge  $L_{Puls}$  bestimmt werden.

### 4.2 Laserquelle Coherent Avia-x-355

Der Avia-x-355 wurde vor allem für die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten eingesetzt. Es handelt sich um einen gütegeschalteten, Dioden-gepumpten Festkörperlaser, der durch Frequenzverdreifachung der Grundwellenlänge eine Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm emittiert. Die ausgekoppelte Strahlung ist linear polarisiert und besitzt eine gaußförmige Intensitätsverteilung mit einer Beugungsmaßzahl  $M^2$  von 1,3. Die Repetitionsrate RPR ist zwischen 0 kHz bis zu 300 kHz frei einstellbar und die maximale mittlere Leistung beträgt 11 W [59]. Wie in Abbildung 4-1 a dargestellt, wird die höchste Leistung  $P_{av}$  von ca. 11 W bei einer Repetitionsrate RPR von 50 kHz emittiert, mit zunehmender Repetitionsrate RPR nimmt die mittlere Leistung  $P_{av}$  deutlich ab. Die minimale Pulslänge  $L_{Puls, min}$  wurde mit 25 ns bei einer Repetitionsrate RPR von 50 kHz bestimmt und steigt mit zunehmender Repetitionsrate RPR auf 35 ns bei 200 kHz an. Der zeitliche Verlauf der Intensität  $I$  entspricht einer Gaußform. Um möglichst konstante Strahleigenschaften bei gleichzeitig großer Flexibilität in der Pulsenergie  $E_{Puls}$  zu haben, wurde für die Experimente stets eine Repetitionsrate RPR von 50 kHz verwendet. Die Einstellung der Pulsenergie  $E_{Puls}$  wurde über einen variablen Abschwächer von Lissotschenko

Mikrooptik geregelt, der ohne Strahlversatz die transmittierte Leistung zwischen 0,01 % und 100 % regeln kann. Die Transmissionskurve des Abschwächers ist in Abbildung 4-1 b dargestellt. Eine detailliertere Charakterisierung der Laserquelle wie auch des verwendeten Abschwächers ist in [23] zu finden.

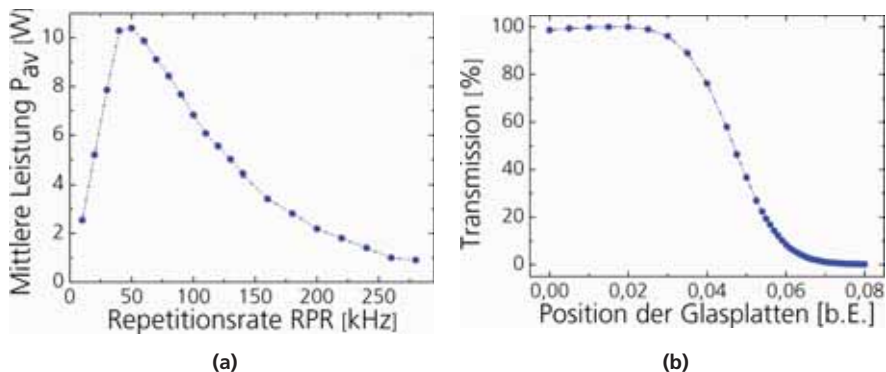


Abbildung 4-1: (a) zeigt die mittlere Leistung  $P_{av}$  des Avia-x-355 in Abhängigkeit der Repetitionsrate RPR. Eine maximale Leistung  $P$  von ca. 11 W wird bei einer Repetitionsrate RPR von 50 kHz erreicht, bei zunehmender Reptitionsrate RPR nimmt die Leistung  $P_{av}$  schnell ab. (b) zeigt die Transmissionskurve des variablen Abschwächers von LIMO. Der Strahl wird durch die Transmission von zwei baugleichen Glasplatten abgeschwächt, wobei sich der Strahlversatz genau ausgleicht. Durch Rotation der Glasplatten wird der Winkel zwischen Platten und Laserstrahl und damit der reflektierte Anteil des Strahls variiert.

### 4.3 Laserquelle JenLas® disk IR50 / IR70

Bei den beiden Strahlquellen IR50 und IR70 von Jenoptik handelt es sich um gütegeschaltete, Dioden-gepumpte Festkörperlaser, die bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm emittieren und eine Beugungsmaßzahl  $M^2$  von 1,2 besitzen. Die Laser unterscheiden sich maßgeblich anhand ihrer maximalen mittleren Ausgangsleistung  $P_{av, max}$ , welche für den IR50 mit 45 W und für den IR70 mit 65 W angegeben wird [60]. Die Strahlquellen sind sehr flexibel und ermöglichen den Zugang zu einer großen Anzahl an Laserparametern. So kann die Repetitionsrate RPR zwischen 8 kHz und 30 kHz gewählt und die mittlere Leistung  $P_{av}$  zwischen 0 % und 100 % über einen akustooptischen Modulator eingestellt werden. Die Pulslänge  $L_{Puls}$  der ausgekoppelten Laserpulse lässt sich zwischen 200 ns und 2000 ns variieren. Da die verschiedenen Laserparameter wie z. B. Pulsenergie  $E_{Puls}$ , Repetitionsrate RPR und Pulslänge  $L_{Puls}$  voneinander abhängen, können sie nicht vollkommen unabhängig voneinander gewählt werden. Wie in Abbildung 4-2 a dargestellt, ergibt eine Messung der mittleren Leistung  $P_{av}$  bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 700 ns eine Abnahme der Pulsenergie  $E_{Puls}$  von maximal 5,0 mJ bei einer Repetitionsrate RPR von 8 kHz bis auf 1,5 mJ bei 30 kHz. Diese Abnahme der Pulsenergie  $E_{Puls}$  bei höheren Repetitionsraten RPR überträgt sich

auch bei einer Variation der Repetitionsrate RPR auf die Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  wie in Abbildung 4-2 b dargestellt ist. Neben einer Erhöhung der Repetitionsrate RPR führt auch die Verringerung der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  zu einer Erniedrigung der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ , da kleinere Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  durch zeitliches Abschneiden eines längeren Pulses erzeugt werden und somit ein Teil der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  verloren geht. Die Strahlquellen IR50 und IR70 wurden aufgrund ihrer hohen Intensitäten und Flexibilität im Bereich der Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  für die Untersuchung des Löcherbohrprozesses eingesetzt.

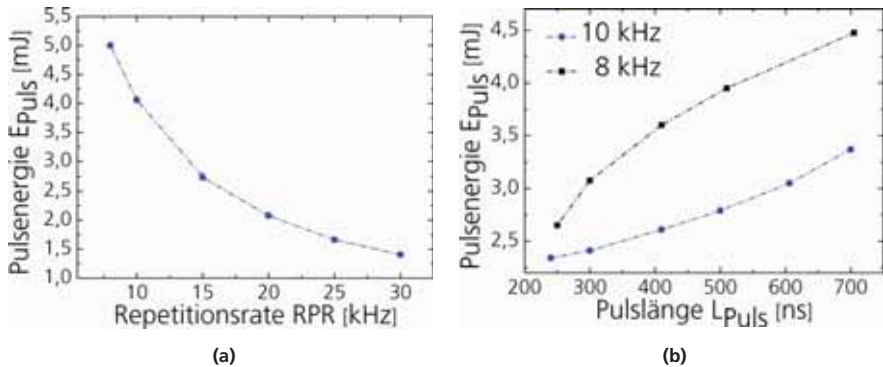


Abbildung 4-2: (a) zeigt die mittlere Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  in Abhängigkeit der Repetitionsrate RPR für die Strahlquelle IR50 von Jenoptik bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 700 ns. Mit zunehmender Repetitionsrate RPR sinkt die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ . (b) zeigt die Abhängigkeit der mittleren Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von der Repetitionsrate RPR und der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$ . Mit steigender Repetitionsrate RPR und sinkender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  nimmt die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  ab. Die Abnahme der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  mit sinkender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  ist darauf zurückzuführen, dass für die Herstellung kürzerer Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  längere Pulse abgeschnitten werden und so ein Teil der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  verloren geht.

#### 4.4 Laserquelle Rofin StarDisc 100 ICQ

Die Strahlungsquelle StarDisc 100 ICQ von Rofin ist wie der IR50 ein gütegeschalteter, Dioden-gepumpter Festkörperlaser der bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm emittiert und eine Beugungsmaßzahl  $M^2$  von 1,2 besitzt [61]. Sein aktives Medium besteht aus einer dünnen Yb:YAG-Scheibe und ermöglicht mittlere Ausgangsleistungen von bis zu 70 W. Die Repetitionsrate ist einstellbar zwischen 10 kHz und 25 kHz und die ausgekoppelten Pulse besitzen eine Pulslänge von ca. 1  $\mu\text{s}$ . Eine weiterführende Charakterisierung dieser Laserquelle ist z. B. in [23] zu finden.

## 4.5 Laserquelle IPG LASER TLM-50-1908

Der Dioden-gepumpte Faserlaser TLM-50-1908 von IPG LASER besitzt eine Wellenlänge  $\lambda$  von  $2 \mu\text{m}$  und eine sehr hohe Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl  $M^2$  von 1,05 [62]. Die Strahlung wird kontinuierlich emittiert, wobei die mittlere Leistung  $P_{av}$  über den Diodenpumpstrom  $I_{pump}$  im Bereich von 0 W bis maximal 50 W eingestellt werden kann. Die mittlere Ausgangsleistung  $P_{av}$  des Lasers wurde in Abhängigkeit des Diodenstroms  $I_{pump}$  gemessen und ist in Abbildung 4-3 a dargestellt. Dabei zeigt sich eine lineare Abhängigkeit der mittleren Leistung  $P_{av}$  vom eingestellten Diodenstrom  $I_{pump}$  und eine maximale Ausgangsleistung  $P_{av,max}$  von 47,5 W. Aufgrund seiner hohen Wellenlänge  $\lambda$  von  $2 \mu\text{m}$  wird die emittierte Strahlung nicht in Silizium absorbiert und eignet sich somit für die selektive Strukturierung von organischen Ätzmasken.

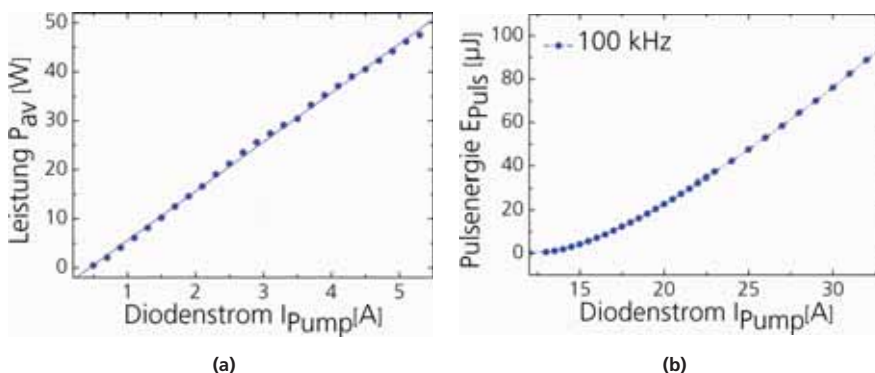


Abbildung 4-3: (a) zeigt die mittlere Ausgangsleistung  $P_{av}$  des TLM-50-1908 von IPG Laser. Die mittlere Leistung  $P_{av}$  dieses cw-Lasers steigt linear mit dem Diodenpumpstrom  $I_{pump}$  an. (b) zeigt die mittlere Pulsenergie  $E_{puls}$  in Abhängigkeit des Diodenpumpstroms  $I_{pump}$  bei einer Repetitionsrate RPR von 100 kHz der fs-Strahlquelle D2.fs von Jenoptik. Die Pulsenergie  $E_{puls}$  kann zwischen  $0,2 \mu\text{J}$  und  $95 \mu\text{J}$  eingestellt werden.

## 4.6 Laserquelle JenLas® D2.fs

Die Strahlquelle JenLas D2.fs ist ein Dioden-gepumpter Festkörperlaser dessen aktives Medium aus einer dünnen Yb:KYW- Scheibe besteht. Die emittierte Strahlung besitzt eine Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm und eine Pulslänge  $L_{puls}$  von 400 fs bei einer Beugungsmaßzahl  $M^2$  von 1,25. Die Repetitionsrate RPR kann zwischen 30 kHz und 200 kHz eingestellt werden. Über die Messung der mittleren Leistung  $P_{av}$  wurde bei einer Repetitionsrate RPR von 100 kHz die mittlere Pulsenergie  $E_{puls}$  unter Variation des Diodenpumpstroms  $I_{pump}$  ermittelt. Wie in Abbildung 4-3 b dargestellt, kann bei einer Repetitionsrate von 100 kHz die Pulsenergie  $E_{puls}$  zwischen  $0,2 \mu\text{J}$  und

95  $\mu\text{J}$  über den Diodenstrom  $I_{\text{pump}}$  eingestellt werden. Genauere Ausführungen zum Aufbau der Strahlungsquelle und den Laserspezifikationen sind in [63] und [60] zu finden.

## 4.7 Laserquelle Atlex 500 Si

Für die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten wurde ein Excimer-Laser eingesetzt. Die Laserquelle Atlex 500 Si emittiert Strahlung bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 4-6 ns mit einem homogenen räumlichen Intensitätsprofil mit Intensitätsfluktuationen kleiner 5 % [64]. Die Repetitionsrate RPR ist bis 300 kHz frei wählbar und die maximale mittlere Ausgangsleistung beträgt laut Hersteller 4 W [65]. Die Größe der bestrahlten Fläche wird durch das Einbringen von Masken in den Strahlengang eingestellt und betrug bei den durchgeführten Experimenten  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  bzw.  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ .

## 4.8 Laserquelle Lumera Super Rapid

Der Lumera Super Rapid ist ein Festkörperlaser mit einer Grundwellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm, einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10-12 ps und wird mit einer internen Repetitionsrate von 50 MHz betrieben [66]. Die ausgekoppelte Strahlung besitzt ein gaußsches Intensitätsprofil mit einer Beugungsmaßzahl  $M^2$  von 1,3. Mithilfe einer Pockelszelle kann eine beliebige Anzahl von Pulsen im Bereich von 1 bis 499 in einem Pulszug aus dem Resonator ausgekoppelt werden. Die Pulse in einem Pulszug haben einen zeitlichen Abstand von 20 ns und ihre Energie wird durch zwei Verstärker erhöht. Bei Pulszügen mit einer großen Anzahl an Pulsen  $N_{\text{Zug}}$  ist es wahrscheinlich, dass die ersten Pulse im Pulszug nach der Verstärkung deutlich mehr Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  besitzen als die letzten Pulse. Da die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  gemäß Gl. 3-18 durch die Messung der mittleren Laserleistung  $P_{\text{av}}$  und der Repetitionsrate RPR bestimmt wird, kann bei der Verwendung von Pulszügen nur eine mittlere Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  bestimmt und keine genaue Aussage über die Energieverteilung innerhalb eines Pulszuges getroffen werden. Im Anschluss an die Verstärkung können die Pulse ausgekoppelt oder ihre Frequenz  $f$  verdoppelt bzw. verdreifacht werden. Bei der Frequenzkonversion sinkt die Effizienz mit zunehmender Anzahl an Pulsen pro Pulszug  $N_{\text{Zugs}}$ , so dass die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  für eine Wellenlänge  $\lambda$  von 532 nm und 355 nm deutlich schneller abnimmt als für die Grundwellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm. Wie in Abbildung 4-4 dargestellt, bedeutet dies, dass die Energie des Pulszuges  $E_{\text{Zug}}$  (vgl. Gl. 4-1) für die Grundwellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm mit der Anzahl der Pulse pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$  zunimmt, wohingegen sie bei den frequenzvervielfachten Wellenlängen  $\lambda$  aufgrund der geringen Konversionseffizienz abnimmt. Die Repetitionsrate RPR des Lasers kann zwischen 20 kHz und 640 kHz frei gewählt werden.

$$E_{\text{Zug}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{Zug}}} E_{\text{Puls},i}$$

Gl. 4-1

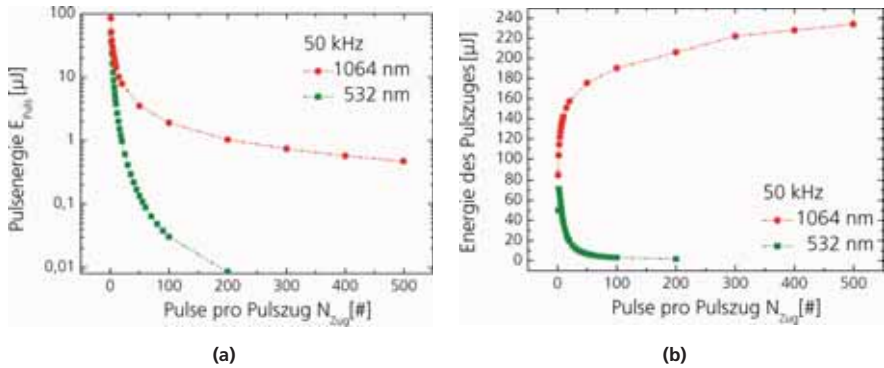


Abbildung 4-4 zeigt die Pulsenergie  $E_{Puls}$  (a) und die Energie pro Pulszug (b) bei einer Repetitionsrate RPR von 50 kHz in Abhängigkeit der Anzahl der Pulse pro Pulszug  $N_{Zug}$  für eine Wellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm und 532 nm. Für die Grundwellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm steigt die Energie pro Pulszug mit der Anzahl der Pulse pro Pulszug  $N_{Zug}$  an, wohingegen aufgrund von sinkender Effizienz bei der Frequenzkonversion die Energie pro Pulszug bei kürzeren Wellenlängen  $\lambda$  sinkt.

## 4.9 Bestimmung der Schwellfluenz $\Phi_{Th}$

### 4.9.1 Theorie und Literatur

Eine für die Materialbearbeitung wichtige Größe ist die sogenannte Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$ , welche die minimale Fluenz  $\Phi$  für den Abtrag eines bestimmten Materials oder einer Schicht beschreibt. Bei einer homogenen Intensitätsverteilung  $I(x,y)$  (vgl. Gl. 4-2) ist die Bestimmung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  trivial durch Erhöhung der Pulsenergie  $E_{Puls}$  bis zum Einsetzen der Strukturierung und durch Kenntnis der Größe der geöffneten Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  möglich (vgl. Gl. 4-4).

$$I(x,y) = I_0 \tag{Gl. 4-2}$$

$$\Phi_{Th, \text{hom}} = \frac{E_{Puls, \text{min}}}{F_{\text{Öffnung}}} \tag{Gl. 4-3}$$

Bei einem Laserstrahl mit Gaußprofil kann für die Bestimmung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  ein von Liu et al. in [67] vorgeschlagenes Verfahren verwendet werden. Dabei wird angenommen, dass die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  genau am Rand des geöffneten<sup>8</sup> Bereichs mit Durchmesser D auftritt. Dadurch ergibt sich aus Gl. 3-20 der in Gl. 4-4 wiedergegebene Zusammenhang zwischen dem Durchmesserquadrat  $D^2$  des geöffneten Bereichs und der Maximalfluenz  $\Phi_{Max}$ .

$$D^2 = 2 \cdot w_0^2 \ln \left( \frac{\Phi_{Max}}{\Phi_{Th}} \right) \quad \text{Gl. 4-4}$$

Durch Messung des Durchmessers D des geöffneten Bereichs bei verschiedenen Pulsenergien  $E_{Puls}$  und semi-logarithmisches Auftragen des Durchmesserquadrats  $D^2$  in Abhängigkeit der Maximalfluenz  $\Phi_{Max}$  kann der in Gl. 4-4 wiedergegebene lineare Zusammenhang an die Messdaten angepasst werden. Durch die Steigung dieses Verlaufs ist der Strahlradius  $w_0$  bestimmt und die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  kann durch Extrapolation für  $D \rightarrow 0$  ermittelt werden.

Dieses Verfahren wurde schon erfolgreich in [25] und [68] für die Ermittlung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  von Silizium und Siliziumoxid mit Laserquellen unterschiedlicher Pulslänge  $L_{Puls}$  und Wellenlängen  $\lambda$  durchgeführt. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 4-1 in Abhängigkeit der Laserparameter aufgelistet.

**Tabelle 4-1:** Auflistung veröffentlichter Werte für die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  für verschiedene Laserparameter und Materialien. Dabei sind die Werte für Silizium [25] und Siliziumoxid [68] entnommen.

Strahlprofil	Material	$L_{Puls}$ [s]	$\lambda$ [m]	$\Phi_{Th}$ [J cm <sup>-2</sup> ]
Gauß	Si	$30 \cdot 10^{-9}$	1064	$11,4 \pm 2,5$
Gauß	Si	$10 - 30 \cdot 10^{-9}$	532	$1,6 \pm 0,6$
Gauß	Si	$30 \cdot 10^{-9}$	355	$2,8 \pm 0,5$
Gauß	SiO <sub>2</sub> (~112 nm)	$8 - 9 \cdot 10^{-12}$	1064	0,7 - 1,20
Gauß	SiO <sub>2</sub> (~112 nm)	$8 - 9 \cdot 10^{-12}$	532	0,1 - 0,35
Gauß	SiO <sub>2</sub> (~112 nm)	$8 - 9 \cdot 10^{-12}$	355	0,2- 0,40

<sup>8</sup> Das Verfahren kann sowohl für den Abtrag eines Materials z. B. Silizium als auch für die Öffnung einer dielektrischen Schicht wie z. B. einer dünnen SiO<sub>2</sub>-Schicht auf einem Siliziumsubstrat angewendet werden. Für die Beschreibung des experimentellen Vorgehens wird im Folgenden über eine Schichtöffnung gesprochen, das Vorgehen gilt aber in gleicher Weise auch für abgetragene Materialien.



## 4.9.2 Experimentelle Bestimmung der Schwellfluenz $\Phi_{Th}$

Die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  hängt als materialspezifische Größe vom abzutragenden Schichtsystem und von den Laserparametern Pulslänge  $L_{Puls}$  und Wellenlänge  $\lambda$  ab. Im Folgenden wird die Bestimmung für verschiedene Materialien für unterschiedliche Laserparameter ergänzend zu den bereits veröffentlichten Werten vorgestellt.

Für die Ermittlung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  von Silizium wurde ein unbeschichteter FZ-Siliziumwafer mit glanzgeätzter Oberfläche verwendet. Für die Bestimmung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  für Siliziumnitrid und Siliziumoxid wurde auf ebenfalls glanzgeätzter Oberfläche eine ca. 80 nm dicke PECVD-Antireflex-Schicht ( $n \sim 2,1$ ) abgeschieden bzw. eine 105 nm dicke thermische Siliziumoxid-Schicht aufgewachsen. Für die experimentelle Bestimmung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  wurde das Materialsystem mit einzelnen nicht überlappenden Laserpulsen unterschiedlicher Pulsenergie  $E_{Puls}$  bestrahlt und strukturiert. Dabei kamen verschiedene Laserquellen zum Einsatz (siehe Tabelle 4-2), die sich unter anderem in ihrer Intensitätsverteilung (Gauß-Profil bzw. Flat-Top) unterscheiden. Im Anschluss wurden Mikroskopbilder der erzeugten Strukturen aufgenommen und anhand dieser der Öffnungsdurchmesser  $D$  bestimmt. Im Folgenden wurde die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  sowie der Strahlradius  $w_0$  nach dem oben beschriebenen Verfahren extrahiert. Dazu wurde das Durchmesserquadrat  $D^2$  gegen die Maximalfluenz  $\Phi_{Max}$  semi-logarithmisch aufgetragen und der in Gl. 4-4 wiedergegebene lineare Zusammenhang angepasst.

Die Ergebnisse der Schwellfluenzen  $\Phi_{Th}$  und der Strahlradien  $w_0$  sind in Tabelle 4-2 für die verschiedenen Schichten und in Abhängigkeit der Laserparameter zusammengefasst. Wie am Beispiel der Strukturierung von Silizium, Siliziumoxid und Siliziumnitrid mit der Strahlquelle Ds.fs von Jenoptik in Abbildung 4-5 zu erkennen ist, gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und dem theoretisch erwarteten linearen Verlauf. Für Silizium ergibt sich eine Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  von  $0,49 \text{ J cm}^{-2}$  bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm und einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 400 fs. Diese liegt in der Größenordnung bereits veröffentlichter Werte für die Strukturierung mit Pulslängen  $L_{Puls}$  im fs-Regime [69]. Mit steigender Pulslänge  $L_{Puls}$  steigt auch die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  bei Wellenlängen  $\lambda$  von 1064 nm und 1030 nm an. Bei der Verwendung einer kleineren Wellenlänge  $\lambda$  von 532 nm und konstanter Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps nimmt die Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  ab. Diese Abnahme kann durch die höhere Absorption des Siliziums bei kleineren Wellenlängen  $\lambda$  erklärt werden.

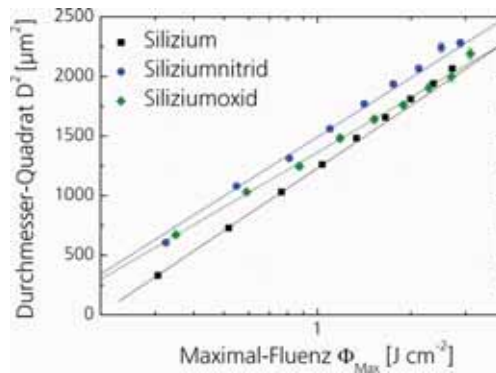


Abbildung 4-5: Bestimmung der Schwellfluenz  $\Phi_{Th}$  und des Strahlradius  $w_0$  durch Extrapolieren des linearen Zusammenhangs zwischen quadratischem Öffnungsdurchmesser  $D$  und der Maximalfluenz  $\Phi_{Max}$  in halblogarithmischer Auftragung. Die Daten ergaben sich nach der Bestrahlung von Silizium, Siliziumnitrid und Siliziumoxid mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm und einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 400 fs.

**Tabelle 4-2:** Experimentell bestimmte Schwellfluenzen  $\Phi_{Th}$  und Strahlradien  $w_0$  für verschiedene Laserparameter und Materialien.

Strahlquelle	Material	$L_{Puls}$ [s]	$\lambda$ [m]	$\Phi_{Th}$ [J cm <sup>-2</sup> ]	$w_0$ [μm]
Ds.fs	SiN <sub>x</sub>	400·10 <sup>-15</sup>	1030	0.404	28,6 ± 0,9
Ds.fs	SiO <sub>2</sub>	400·10 <sup>-15</sup>	1030	0.409	28,6 ± 0,9
Ds.fs	Si	400·10 <sup>-15</sup>	1030	0.490	28,6 ± 0,9
SuperRapid	Si	10·10 <sup>-12</sup>	1064	7,0 ± 0,8	18,0 ± 0,1
SuperRapid	Si	10·10 <sup>-12</sup>	532	5,3 ± 0,8	10,2 ± 0,3
IR50	Si	250·10 <sup>-9</sup>	1030	10,5 ± 1,6	75,6 ± 2,8
Atlex 500 Si	SiN <sub>x</sub>	4·10 <sup>-9</sup>	248	1,5 – 1,6	-
Atlex 500 Si	SiO <sub>2</sub>	4·10 <sup>-9</sup>	248	1,6 – 1,7	-

Bei der Strukturierung von Siliziumoxid- und Siliziumnitrid-Schichten mit einer Pulslänge von 400 fs und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm ergibt sich für beide Materialien eine

Schwelldosis  $\Phi_{Th}$  von  $0,4 \text{ J cm}^{-2}$ . Im Vergleich zur Siliziumbearbeitung fällt die Schwelldosis  $\Phi_{Th}$  leicht niedriger und deutlich geringer als bei einer Pulsdauer  $L_{Puls}$  von 8 ps aus. Aufgrund der großen Wellenlänge  $\lambda$  ist Absorption für keine der beiden Schichten zu erwarten. Die eingestrahlte Energie wird somit ausschließlich im Silizium absorbiert, woraus sich die ähnliche Schwelldosis  $\Phi_{Th}$  erklärt. Die größere Schwelldosis  $\Phi_{Th}$  für Silizium könnte durch die Entspiegelung der Oberfläche und eine dadurch reduzierte Reflektion bedingt werden. Bei der Verwendung eines homogenen Intensitätsprofils mit dem Atlex 500 Si bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einer Pulsdauer  $L_{Puls}$  von 4 ns wurden die Schwelldosis  $\Phi_{Th}$  von Siliziumoxid zu ca.  $1,6 - 1,7 \text{ J cm}^{-2}$  und von Siliziumnitrid zu  $1,5 - 1,6 \text{ J cm}^{-2}$  bestimmt. Damit liegen die Werte überraschend nah beieinander, obwohl anhand der Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  die Siliziumnitrid-Schicht bereits einen großen Teil der Strahlung absorbiert und die Siliziumoxid-Schicht für die Strahlung durchsichtig ist. Die Schwelldosen  $\Phi_{Th}$  sind ebenfalls vergleichbar mit dem in [25] veröffentlichten Wert für die Schwelldosis  $\Phi_{Th}$  von Silizium bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulsdauer  $L_{Puls}$  von 30 ns.

## 5 Strukturierung dielektrischer Schichten

### 5.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel wird die Strukturierung von dünnen dielektrischen Schichten auf einem Siliziumsubstrat durch Laserstrahlung behandelt. Der Strukturierungsprozess wird sowohl durch das verwendete Materialsystem als auch durch die verschiedenen Parameter der Laserstrahlung beeinflusst. Daher wird in den folgenden Abschnitten sowohl auf den Einfluss der Strahlungseigenschaften wie z. B. Wellenlänge  $\lambda$ , Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  sowie auf die Einflüsse von Materialeigenschaften z. B. die Oberflächentopographie eingegangen. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf einer möglichst vollständigen Erfassung des Strukturierungsprozesses, der Untersuchung der laserinduzierten Schädigung und Veränderungen im Siliziumsubstrat. Dabei gliedert sich das Kapitel in vier Abschnitte, in denen zuerst die Strukturierung auf planen Oberflächen und im Anschluss auf texturierter Oberfläche untersucht wird. Bei der Strukturierung auf texturierten Oberflächen treten optische Effekte auf, deren Auswirkung auf die erzeugte Schädigung behandelt wird. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Kohärenz der Laserstrahlung beim Strukturierungsprozess diskutiert und Möglichkeiten der Kohärenzstörung erörtert. Zum Abschluss des Kapitels wird der thermische Einfluss auf das Siliziumsubstrat während des Strukturierungsprozesses betrachtet.

### 5.2 Oberflächenstrukturen bei kristallinen Silizium-Solarzellen

Bei der industriellen Herstellung von kristallinen Silizium-Solarzellen kommen verschieden strukturierte Oberflächen zum Einsatz. Da die Siliziumscheiben im Regelfall aus einem Siliziumingot ausgesägt werden, ist ihre Oberfläche nach dem Vereinzeln rau und geschädigt. Dieser sogenannte Sägeschaden wird nasschemisch entfernt, wobei im selben Schritt eine unregelmäßige Struktur erzeugt wird. Die so entstandene Textur der Solarzelle verringert die Reflektion der einfallenden Strahlung und erhöht den optischen Weg des Lichts in der Solarzelle, wodurch die Anzahl der absorbierten Photonen und damit die Kurzschlussstromdichte  $J_{\text{SC}}$  gesteigert wird. Für monokristallines Ausgangsmaterial wird eine alkalische anisotrope Ätzlösung basierend auf KOH verwendet, welche aufgrund der variierenden Ätzgeschwindigkeiten in den verschiedenen Kristallrichtungen, eine unregelmäßige angeordnete Pyramidenstruktur bewirkt. Der Öffnungswinkel der Pyramiden ist durch die Kristallstruktur festgelegt und beträgt ca.  $70,5^\circ$ , die Höhe der Pyramiden liegt zwischen  $8\ \mu\text{m}$  und  $15\ \mu\text{m}$  [70]. Für multikristallines Ausgangsmaterial muss aufgrund der fehlenden großflächigen Kristallstruktur eine alternative Ätzlösung basierend auf  $\text{HF-HNO}_3$  verwendet werden, welche zu der erwünschten unregelmäßigen Oberflächenstruktur führt [71]. In Abbildung 5-1 sind Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen (REM-Aufnahmen) einer sauer-texturierten multikristallinen Siliziumoberfläche und einer alkalisch-texturierten monokristallinen Siliziumoberfläche abgebildet.

Neben diesen kostengünstigen Verfahren zur Texturierung kommen in der Herstellung hocheffizienter Laborzellen auch strukturierte Ätzbarrieren für die Texturierung zum Einsatz. Die Ätzbarrieren besitzen regelmäßig angeordnete Öffnungen mit einem Radius  $r > 4 \mu\text{m}$ , wodurch im anschließenden Ätzschritt eine sehr regelmäßige, symmetrische Struktur entsteht. Auf monokristallinem Silizium entstehen auf diese Weise invertierte Pyramiden und auf multikristallinem Silizium eine regelmäßige Wabenstruktur auch als Honeycomb-Struktur bezeichnet [72].

Plane Oberflächen treten meist bei der Herstellung hocheffizienter Solarzellen auf. Entweder liegt das Ausgangsmaterial bereits mit glanzgeätzten bzw. polierten Oberflächen vor oder die Textur wird im Verlauf der Prozesskette auf der designierten Solarzellenrückseite durch Polieren oder einseitiges Ätzen wieder eingeebnet.

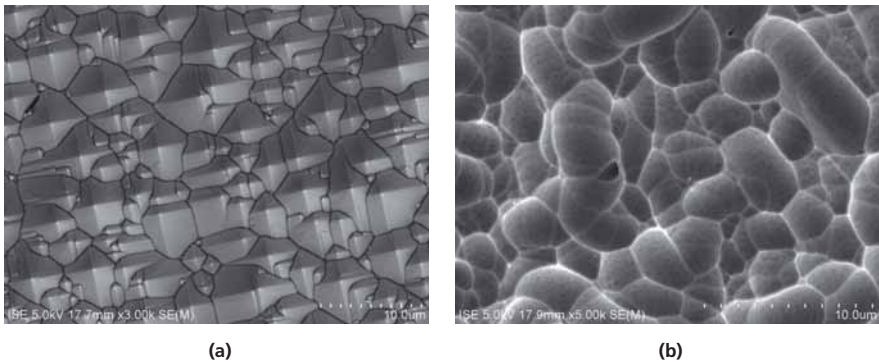


Abbildung 5-1: REM-Aufnahmen einer monokristallinen alkalisch- (a) und einer multikristallinen sauer-texturierten Siliziumoberfläche (b) aus [73].

## 5.3 Laser-Strukturierung auf planen Oberflächen

### 5.3.1 Stand der Technik

Die lokale Öffnung dielektrischer Schichten, insbesondere von thermisch gewachsenem Siliziumdioxid  $\text{SiO}_2$  und PECVD-Siliziumnitrid  $\text{PECVD-SiN}_x$ , durch einzelne Laserpulse eignet sich zur Herstellung lokaler Diffusionen und Kontakte für hocheffiziente Solarzellen [23, 25, 37, 38, 74]. In [75] und [31] wurden bereits Untersuchungen zur Strukturierung von  $\text{SiO}_2$  und  $\text{PECVD-SiN}_x$  mit verschiedenen Laserquellen und Intensitäten vorgestellt. Dabei wurde zur Analyse der laserinduzierten Schädigung die Emittersättigungsdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  in den geöffneten Bereichen ermittelt. Die bereits veröffentlichten Ergebnisse sind in Tabelle 5-1 in Abhängigkeit der Laserparameter und des Schichtwiderstands  $R_{\text{SH}}$  für verschiedene Schichtsysteme aufgelistet. Die Ergebnisse zeigen, dass auf planen Oberflächen beide dielektrischen Schichten mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 8 - 10 ps unter Erzeugung einer niedrigen Emittersättigungsstromdichte

$J_{OE, Ablation}$  zwischen  $1 - 4 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$  strukturiert werden können. Dabei zeigen sich keine Abhängigkeiten der induzierten Schädigung von der verwendeten Wellenlänge  $\lambda$ , obwohl die optische Eindringtiefe  $L_{\alpha}$  für Silizium zwischen 515 nm und 1064 nm deutlich zwischen ca. 1  $\mu\text{m}$  und 1 mm variiert (vgl. Abbildung 3-2). Bei der Strukturierung von  $\text{SiO}_2$  mit Laserpulsen von ca. 30 ns erhöht sich die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  um eine Größenordnung, obwohl mit 355 nm eine deutlich kürzere Wellenlänge verwendet wurde.

**Tabelle 5-1:** Zusammenfassung bereits veröffentlichter Ergebnisse von Emittersättigungsstromdichten  $J_{OE, Ablation}$  auf planen Oberflächen nach lokaler Strukturierung einer dielektrischen Schicht mit einzelnen Laserpulsen. Dabei wurden unterschiedliche Wellenlängen  $\lambda$ , Pulslängen  $L_{Puls}$  und Emitterschichtwiderstände  $R_{SH}$  verwendet. Die angegebenen Werte wurden soweit möglich aus den Texten des jeweiligen Papers entnommen oder anhand der wiedergegebenen Graphen abgeschätzt (\* - [31] \*\* - [75])

Passivierung	$\lambda$ [nm]	$L_{Puls}$ [s]	$R_{SH}$ [ $\Omega$ /sq.]	$J_{OE, Ablation}$ [pA/cm <sup>2</sup> ]
*SiO <sub>2</sub>	532	$10 \cdot 10^{-12}$	100	$3,0 \pm 0,9$
*SiO <sub>2</sub>	355	$30 \cdot 10^{-9}$	100	~30
*SiO <sub>2</sub>	532	$10 \cdot 10^{-12}$	300	~10
*SiO <sub>2</sub>	355	$30 \cdot 10^{-9}$	300	~100-200
**SiO <sub>2</sub>	532	$8-9 \cdot 10^{-12}$	40	1-1,5
**SiO <sub>2</sub>	1064	$8-9 \cdot 10^{-12}$	40	1-1,5
**SiO <sub>2</sub>	532	$8-9 \cdot 10^{-12}$	55	1-1,5
**SiO <sub>2</sub>	1064	$8-9 \cdot 10^{-12}$	55	1-1,5
**SiO <sub>2</sub>	532	$8-9 \cdot 10^{-12}$	110	2-3
**SiO <sub>2</sub>	1064	$8-9 \cdot 10^{-12}$	110	2-3
**SiN	532	$8-9 \cdot 10^{-12}$	40	2-3
**SiN	1030	$8-9 \cdot 10^{-12}$	40	2-3
**SiN	532	$8-9 \cdot 10^{-12}$	100	~4
**SiN	1030	$8-9 \cdot 10^{-12}$	100	~4

Yen et al. untersuchten mit zeitabhängigen Reflektionsmessungen in [76] die Strukturierung von {111}-orientiertem Silizium mit einem einzelnen Laserpuls mit 20 ps Pulslänge  $L_{Puls}$ , einer Wellenlänge  $\lambda$  von 532 nm und einer gaußförmigen Intensitätsverteilung. Nach Erkalten der Oberfläche zeigt sich, dass der äußere Rand des bestrahlten Bereichs eine amorphe Struktur aufweist, wohingegen das Zentrum des Laserspots kristallin ist (siehe Abbildung 5-2). Die Größe des amorphen Rings hängt von der verwendeten Fluenz  $\Phi$  ab. Anhand der zeitabhängigen

Reflektionsmessung kann Yen et al. zeigen, dass das Silizium während der Bestrahlung schmilzt und anhand der Temperaturverteilung, welche der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Strahls folgt, erkaltet der äußere Bereich des aufgeschmolzenen Siliziums schneller als das Zentrum. Durch die hierdurch resultierenden kürzeren Rekrystallisationszeiten im Randbereich kann das Silizium auf dem einkristallinen Substrat, im Gegensatz zum Silizium im Zentrum, nicht kristallin aufwachsen.

In diesem Abschnitt wird nun zuerst die Strukturierung von thermisch gewachsenem  $\text{SiO}_2$  mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps oberhalb der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Th}}$  untersucht (vgl. Kapitel 4.9). Dabei wird sowohl die laserinduzierte Schädigung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  als auch die Veränderungen im Siliziumsubstrat mittels  $\mu$ -Photolumineszenzmessungen untersucht.

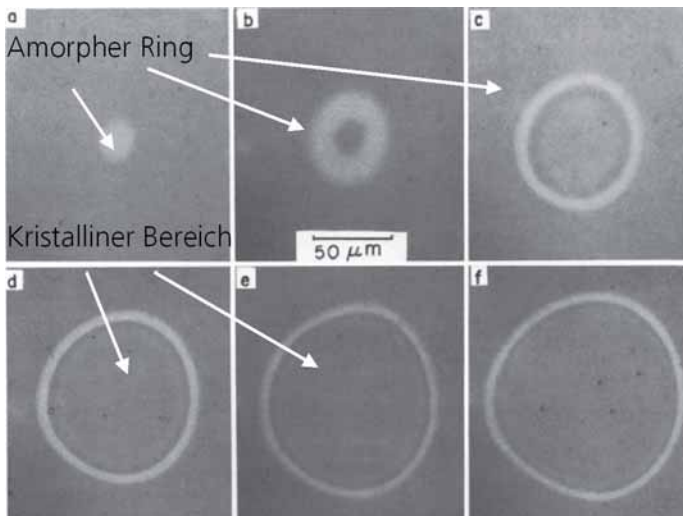


Abbildung 5-2: Die Mikroskopbilder der Siliziumoberfläche nach Bestrahlung mit einem einzelnen 20 ps Laserpuls und von (a) nach (f) zunehmender Fluenz  $\Phi$ . Am äußeren Rand des Laserspots ist ein amorpher Ring entstanden, der anhand der erhöhten Reflektion hell erscheint. Im Inneren des Laserspots ist aufgrund der längeren Schmelzdauer das Silizium noch kristallin erstarrt [76].

### 5.3.2 Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte $J_{0E, \text{Ablation}}$

Die Quantifizierung der laserinduzierten Schädigung bei der Strukturierung dünner Schichten auf einem diffundierten Wafer erfolgt in dieser Arbeit häufig über die Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$ . Das im Folgenden dargestellte experimentelle Vorgehen zur Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$  wird im Verlauf dieses Kapitels in kleineren Variationen z. B. bei der Passivierung der Oberflächen oder der

Oberflächentopographie wiederholt auftreten und wird daher ausführlich beschrieben. Die gesamte Prozessabfolge ist in Abbildung 5-3 dargestellt und orientiert sich an dem in [25] vorgestellten Experiment.

### Experimenteller Aufbau und Durchführung

Um den Strukturierungsprozess auf planen Oberflächen zu untersuchen, wurde glanzgeätztes p-Typ Float Zone (FZ)-Silizium mit einem angegebenen spezifischen Widerstand  $\rho_{spez}$  von 0,8 – 1,2 Ohm cm, einer Dicke von 250  $\mu\text{m}$  und einem Durchmesser von 150 mm verwendet. Als erstes wurden die Wafer mit einem Laser auf eine Standardgröße von 125 x 125  $\text{mm}^2$  zugeschnitten. Da die Basisdotierung in der später folgenden Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  einen großen Einfluss hat, wird diese zu Beginn des Experiments an allen Wafern induktiv gemessen [77]. Nach einer Diffusion im Rohröfen, anschließender nasschemischer Entfernung des Phosphorglases PSG in Flusssäure HF und einer kurzen trockenen Oxidation, bei der eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht von ca. 10 -15 nm Dicke aufgewachsen wurde, folgte die Messung des Schichtwiderstands  $R_{SH}$ . Der Schichtwiderstand  $R_{SH}$  definiert die Querleitfähigkeit des hochdotierten Emitters und ist gemäß Gl. 5-1 von den Beweglichkeiten  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  sowie den Ladungsträgerkonzentrationen p, n und der Schichtdicke  $X_j$  abhängig [78].

$$R_{SH} = \left( \int_0^{X_j} dx q \left( n(x) \cdot \mu_n(x) + p(x) \cdot \mu_p(x) \right) \right)^{-1} \quad \text{Gl. 5-1}$$

$X_j$  – Schichtdicke

Auf die dünne  $\text{SiO}_2$ -Schicht wurde im Anschluss beidseitig eine ca. 65 nm dicke PECVD- $\text{SiN}_x$ -Schicht abgeschieden, um die gewünschten optischen Eigenschaften einer Antireflex-Schicht zu erhalten. Nach der Abscheidung wurden die Wafer unter Formiergas für 25 min getempert. Durch Messung der Transmission T und der Reflektion R der Proben wurde der optische Faktor  $F_{Absr}$  wie in Kapitel 0 beschrieben, bestimmt. Im Anschluss konnte unter Verwendung des ermittelten optischen Faktors  $F_{Abs}$  die effektive Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_{eff}$  mittels quasi-statischer Photoleitfähigkeits-Messung (QSSPC) bestimmt werden (vgl. Kapitel 0). Dabei wurden pro Wafer vier Messungen an unterschiedlichen Positionen durchgeführt. Aus den Mittelwerten der Lebensdauern  $\tau_{eff}$  wurde der Ausgangswert der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Ausgang}$  gemäß Gl. 2-13 bestimmt.

Mit der Laserquelle Lumera Super Rapid wurde nun mit einzelnen, nicht überlappenden Laserpulsen, einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm, einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps und einer Repetitionsrate RPR von 50 kHz das Schichtsystem auf der Oberfläche in 80 x 40  $\text{cm}^2$  großen Feldern beidseitig entfernt. Insgesamt wurden drei Felder mit unterschiedlichen Pulsenergien  $E_{Puls}$  zwischen 0,82  $\mu\text{J}$  und 2,25  $\mu\text{J}$  bearbeitet. Der örtliche Abstand der Laserpulse (Pitch)  $L_{Pitch}$  wurde für alle Parameter konstant bei 80  $\mu\text{m}$  gehalten und die Pulse in einem quadratischen Gitter angeordnet. Anhand von Aufnahmen der erzeugten Strukturen kann im Anschluss die Größe des geöffneten Bereichs  $F_{\text{Öffnung}}$  ermittelt und gemäß Gl. 5-2 der Flächenbedeckungsgrad FB bestimmt werden.



$$FB = \frac{F_{\text{Öffnung}}}{L_{\text{Pitch}}^2} \tag{Gl. 5-2}$$

Nach der Strukturierung wurden Reflektion R und Transmission T der bearbeiteten Bereiche gemessen, um die optischen Faktoren  $F_{\text{Abs}}$  zu bestimmen. Im Anschluss wurde die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der einzelnen Bereiche mit QSSPC- Messungen ermittelt, wobei aufgrund der gewählten Feldgrößen zwei Messpunkte pro Parametervariation bestimmt werden konnten. Aus diesen Werten wurde ein Mittelwert gebildet und die Emittersättigungsstromdichte des bearbeiteten Feldes nach Laserablation  $J_{\text{OE, nach Ablation}}$  gemäß Gl. 2-13 bestimmt. Anhand des Flächenbedeckungsgrades FB sowie den ermittelten Emittersättigungsichten vor und nach Strukturierung lässt sich die Emittersättigungsstromdichte in den geöffneten Bereichen  $J_{\text{OE, Ablation}}$  gemäß Gl. 5-3 unter der Annahme einer flächengewichteten Addition der Verlustströme bestimmen.

$$J_{\text{OE, Ablation}} = \frac{J_{\text{OE, nach Ablation}} - (1 - FB) \cdot J_{\text{OE, Ausgang}}}{FB} \tag{Gl. 5-3}$$

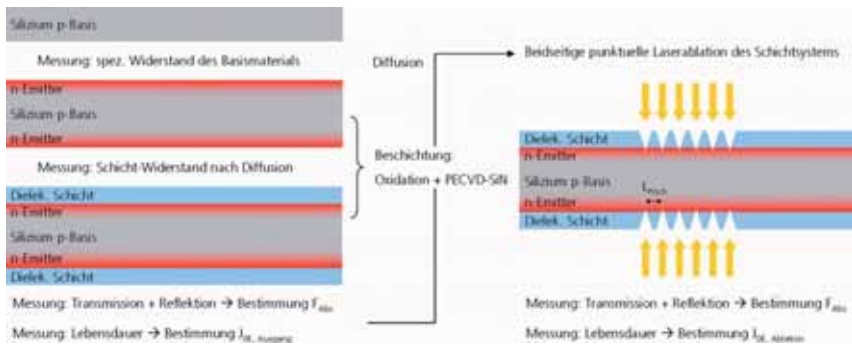


Abbildung 5-3: Prozessablauf für die Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE}}$ . Über die Bestimmung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  vor und nach der Strukturierung kann die Schädigung in Form der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  quantifiziert werden.

### Messungen und Ergebnisse

Aus der induktiven Messung des spezifischen Widerstandes  $\rho_{\text{spez}}$  des Basismaterials ergab sich für die Proben ein Wert für  $\rho_{\text{spez}}$  von  $0,97 \pm 0,03$  Ohm cm. Die Schichtwiderstände  $R_{\text{SH}}$  der Proben wurden nach Oxidation gemessen und es ergab sich ein Mittelwert von  $119 \pm 19$  Ohm/sq. Die Schichtwiderstände  $R_{\text{SH}}$  schwanken somit für die einzelnen Wafern relativ stark, wie an der Standardabweichung zu erkennen ist. Da die Dotierung maßgeblichen Einfluss auf die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  hat, spiegeln sich diese Schwankungen auch im Ergebnis der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  von  $119 \pm 14$   $\mu\text{s}$  und der hieraus berechneten Ausgangs-

Sättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ausgang}}$  von  $111 \pm 14 \text{ fA cm}^{-2}$  wider. Nach der Laserstrukturierung wurde anhand von Mikroskopaufnahmen (siehe Abbildung 5-5 (a – c)) die geöffnete Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  für jeden Laserparameter bestimmt und der Bedeckungsgrad der Öffnung FB nach Gl. 5-2 bestimmt.

Nach der Strukturierung erfolgte die Bestimmung der effektiven Lebensdauern  $\tau_{\text{eff}}$  und der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{nach Ablation}}$  sowie die Ableitung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$  in den geöffneten Bereichen. Da in die Berechnung der in Abbildung 5-4 aufgetragenen Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, \text{Ablation}}$  nach Gl. 5-3 immer auch der jeweilige Ausgangswert der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ausgang}}$  einfließt, beeinflussen die Schwankungen im Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  unter den einzelnen Proben nicht die Vergleichbarkeit der ermittelten Sättigungsstromdichten.

In Abbildung 5-4 ist die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$  in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Schädigung in den geöffneten Bereichen erwartungsgemäß mit ansteigender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  zunimmt. Die geringste ermittelte Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$  beträgt  $2,6 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Im Vergleich mit den bisher veröffentlichten Werten lässt sich damit feststellen, dass bei Strukturierung von  $\text{SiO}_2$  auf planen Oberflächen mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm die laserinduzierte Schädigung um eine Größenordnung geringer ausfällt als bei der Strukturierung mit 25 ns langen Pulsen derselben Wellenlänge  $\lambda$ . Für einen Wellenlängenbereich zwischen 355 nm und 1064 nm bei Pulslängen von 8-10 ps werden niedrige Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, \text{Ablation}}$  zwischen 1-4  $\text{pA}\cdot\text{cm}^{-2}$  erreicht. Es besteht somit kein Einfluss der Wellenlänge  $\lambda$  auf die laserinduzierte Schädigung.

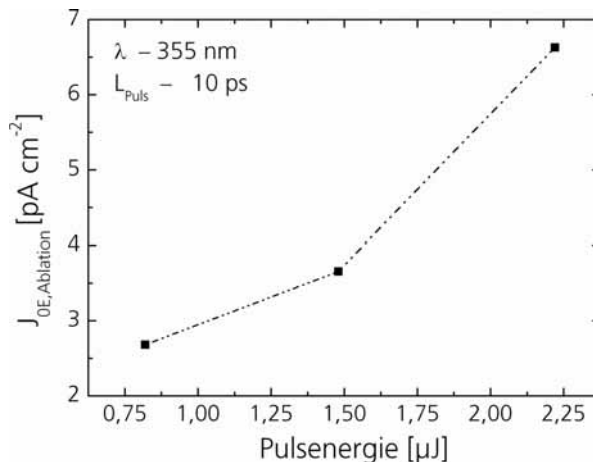


Abbildung 5-4: zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$  in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ . Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  steigt auch die Schädigung im Silizium in den bearbeiteten Bereichen an, was durch den Anstieg von  $J_{0E, \text{Ablation}}$  zu erkennen ist.

### 5.3.3 Ortsaufgelöste Schädigungsanalyse

Im Anschluss an die experimentelle Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  wurde für jeden Laserparameter an jeweils einer punktuellen Öffnung eine  $\mu$ -Photolumineszenz-Messung ( $\mu$ -PL) durchgeführt. Eine ausführlichere Beschreibung der  $\mu$ -Photolumineszenz-Messung wird in Kapitel 2.7 vorgenommen. Neben einer ortsaufgelösten Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  lassen sich aus diesen Messergebnissen Raman-Signale berechnen, welche die Verspannung in den bearbeiteten Bereichen anzeigen.

Die Intensitäten der Raman-Signale sind graphisch in Abbildung 5-5 (d – i) dargestellt und zeigen ortsaufgelöst die Abweichung der Intensität der Raman-Signale bei einem Peak mit einer Wellenzahl von  $k = 520 \text{ cm}^{-1}$  (d – f) und einem Peak mit einer Wellenzahl von  $k = 460 \text{ cm}^{-1}$  (g – i). Da ein Peak bei  $k = 520 \text{ cm}^{-1}$  kristallinem Silizium zugeordnet werden kann, treten in Abbildung 5-5 (d – f) die Bereiche mit kristallinem Silizium heller hervor. Ein Peak bei  $k = 460 \text{ cm}^{-1}$  wird amorphem Silizium zugeordnet und somit tritt in (g – i) der amorphe Siliziumanteil hervor. Für alle Laserparameter ist im Zentrum des bestrahlten Bereichs ein kristalliner Bereich zu erkennen, der von einem amorphen Ring umgeben ist.

Es zeigt sich, dass mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  der kreisförmige kristalline Bereich in der Mitte des bestrahlten Bereichs zu nimmt. Umgeben ist dieser Bereich von einem amorphen Ring, dessen Flächenanteil mit sinkender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  im geöffneten Bereich zunimmt. Der amorphe Ring begrenzt den geöffneten Bereich, jedoch sind auch in Gebieten mit geschlossener  $\text{SiO}_2$ -Schicht optische Veränderungen und erhöhte Spannungen zu beobachten. Diese Veränderungen werden durch Abweichungen der Intensitätsverteilung von der idealen Gauß-Verteilung hervorgerufen und sind auf eine minderwertige Strahljustierung zurückzuführen. Daher zeigen sich im Vergleich zu idealen gaußförmigen Intensitätsverteilungen größere Bereiche in denen die Passivierungsschicht nicht geöffnet ist, der Schwellwert für eine Veränderung der Grenzfläche bzw. der Kristallstruktur jedoch überschritten ist.

Aus den Analysen der Spannungen kann somit festgehalten werden, dass auch beim Abtrag einer dielektrischen nicht absorbierenden Schicht von einem Siliziumsubstrat, mit einem ultrakurzen Laserpuls, das Silizium schmilzt. Die gaußförmige Intensitätsverteilung erzeugt eine korrespondierende Temperaturverteilung, wodurch das Zentrum des bestrahlten Bereichs deutlich heißer ist als der Rand. Beim Abkühlungsprozess erstarrt die Schmelze somit von außen nach innen, wobei im Randbereich die Rekristallisationsgeschwindigkeit oberhalb von  $15 \text{ m/s}$  liegt und das Silizium somit amorph erstarrt. Im Zentrum erfolgt aufgrund des geringeren Temperaturgradienten die Abkühlung langsamer und das Material kann kristallin auf das Substrat aufwachsen.

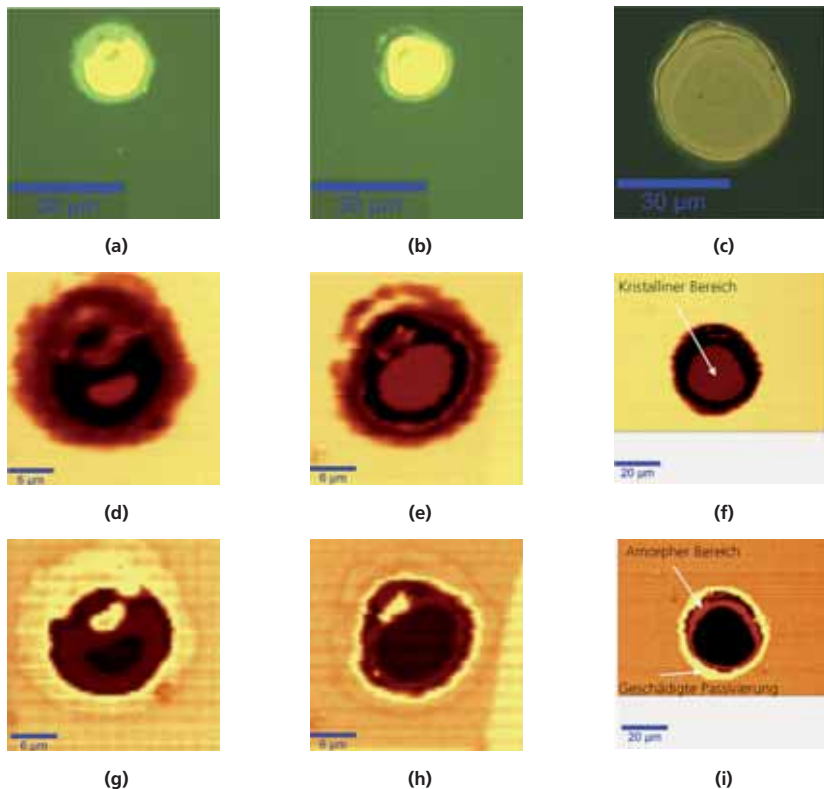


Abbildung 5-5: In dieser Tabelle sind Mikroskopbilder und die graphisch dargestellten Ergebnisse der  $\mu$ -PL-Messungen für drei verschiedene Laserparameter dargestellt. Dabei sind die Spalten immer dem gleichen Laserparameter zuzuordnen, wobei die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  der Laserparameter von links nach rechts ansteigt. (a)-(c) zeigen Mikroskop-Aufnahmen des punktförmig geöffneten Schichtsystems. Die freiliegende Silizium Oberfläche ist gut durch den hohen Kontrast zur blau-grünen Passivierungsschicht zu erkennen. Die Größe des geöffneten Bereichs variiert mit der verwendeten Pulsenergie. Die Form der Öffnungen zeigt, dass der Strahl im Fokus nicht symmetrisch ist und aufgrund einer suboptimalen Justierung keine gaußförmige Intensitätsverteilung vorliegt. In (d)-(f) sind graphisch die Ergebnisse der  $\mu$ -PL-Messung dargestellt, wobei der Raman-Peak von kristallinem Silizium als Intensitätsmaximum gewählt ist. Es zeigt sich ein Bereich erhöhter Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  im Zentrum der Öffnungen dessen Größe mit zunehmender Pulsenergie steigt. In (g)-(h) treten die amorphen Bereiche am Rand des bearbeiteten Bereichs hervor.

Einen genaueren Einblick in den Zusammenhang zwischen Kristallstruktur und erzeugter Schädigung in den bearbeiteten Bereichen lässt sich durch den Vergleich von  $\mu$ -PL- und  $\mu$ -

Raman-Messungen erhalten. Exemplarisch ist dieser Vergleich für eine Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von  $1,48 \mu\text{J}$  in Abbildung 5-6 dargestellt. Aufgetragen sind ortsaufgelöst die Intensitäten des PL-Signals, welche proportional zur Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  sind. Es lässt sich im Zentrum des geöffneten Bereiches ein größerer kreisförmiger Bereich mit erhöhter Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  erkennen. Umgeben wird dieser Bereich von einem dunklen Ring, in dem das Schichtsystem entfernt und die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  stark reduziert ist. Anhand der Raman-Messungen lassen sich die Gebiete mit hoher Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  kristallinem Silizium und die Gebiete reduzierter Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  einer amorphen Kristallstruktur zuordnen. Auch in den Gebieten, in denen das Schichtsystem nicht geöffnet ist, treten Bereiche reduzierter Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  auf. Diese sind bereits deutlich in den Mikroskopaufnahmen in Abbildung 5-5 (a)-(c) zu erkennen. Durch die gemessene niedrige Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  ist davon auszugehen, dass sowohl die Passivierung der noch vorhandenen  $\text{SiO}_2$ -Schicht als auch die Kristallstruktur zerstört wurden.

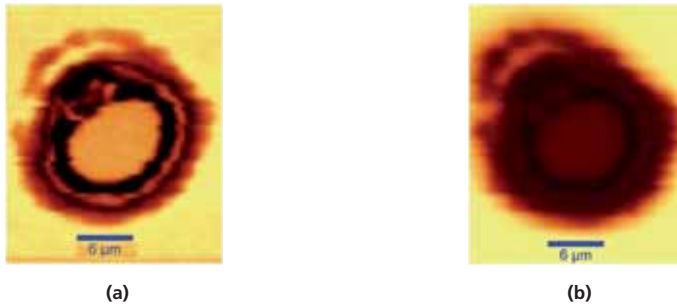


Abbildung 5-6: (a) zeigt ortsaufgelöst die Intensitäten des  $\mu\text{-PL}$ -Signals, welche proportional zur Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  sind. Ein Schichtsystem aus  $\text{SiO}_x$  und  $\text{SiN}_x$  wurde lokal mit einem einzelnen Laserpuls geöffnet. Im Zentrum der Öffnung ist ein großer Bereich, indem die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  deutlich gegenüber einem dunklen Ring nahe dem Rand der Öffnung erhöht ist. Durch den Vergleich mit Raman-Signalen lässt sich dem Bereich hoher Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  im Zentrum eine kristalline und dem äußeren Ring mit erniedrigter Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  eine amorphe Struktur zuordnen. (b) zeigt die Intensitäten der Raman-Signale, welche die Verspannungen im Material widerspiegeln. Der kristalline Bereich im Zentrum weist eine geringere Verspannung auf als die amorphen Bereiche nahe der Strukturierungsschwelle. Auch in den nicht geöffneten Bereichen mit beeinflusster Passivierungsqualität ist eine deutliche Verspannung im Silizium zu erkennen.

Aus den  $\mu\text{-PL}$ -Messungen konnten die genauen Flächenanteile der bearbeiteten Bereiche bestimmt werden. Dabei wurde unterschieden zwischen geöffneten Bereichen, Bereichen, die geschlossen aber strukturell verändert wurden und der Summe dieser Bereiche als insgesamt bearbeitete Fläche. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-4 a in Abhängigkeit der eingestrahlten Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  dargestellt. Dabei zeigt sich, dass für die Laserparameter mit der niedrigsten Pulsenergie nur ca. 60 % der bearbeiteten also geschädigten Fläche geöffnet wurden. Für den dritten Parameter steigt dieses Verhältnis deutlich auf ca. 88 % an.

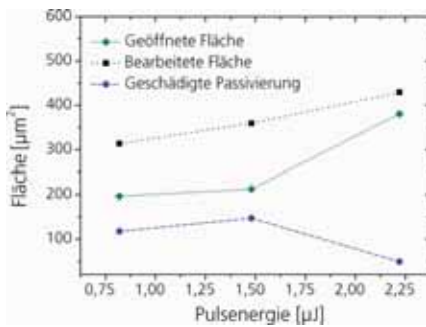
Unter der Annahme, dass eine homogene Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  in den bearbeiteten Bereichen vorliegt, wurde gemäß Gl. 5-4 der Anteil der Schädigung für die unterschiedlichen Bereiche berechnet und in Abbildung 5-4 b aufgetragen. Dabei wird deutlich, dass gerade bei den kleinen Öffnungen ein großer Teil der Schädigung im ungeöffneten Bereich liegt. Zwar ist die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  bei niedrigeren Pulsenergien  $E_{Puls}$  immer noch geringer, aber der große Anteil des geschädigten und nicht offengelegten Siliziums könnte sich nach zukünftigen Prozessschritten nachteilig auswirken. Wird z. B. durch eine nachfolgende Metallisierung die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ORG an der Grenzfläche zum offenen Silizium so weit herabgesetzt, dass die laserinduzierte Schädigung nicht mehr ins Gewicht fällt, so würde die beeinflusste Zone unter der Passivierungsschicht einen größeren negativen Einfluss erhalten und die Gesamtschädigung stark erhöhen.

Bei der geringsten verwendeten Pulsenergie von 0,82  $\mu J$  ist nur ein sehr geringer Anteil des geöffneten Siliziums nach der Laserbearbeitung kristallin aufgewachsen. Trotz des großen amorphen Anteils und der damit verbundenen geringen Lebensdauer in diesen Bereichen ist die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  geringer als bei Parametern mit größeren kristallinen Anteilen. Somit scheint die Schädigung bei der Erzeugung einer dünnen amorphen Schicht geringer auszufallen als bei einer kristallinen Schicht, die tiefer aufgeschmolzen wurde.

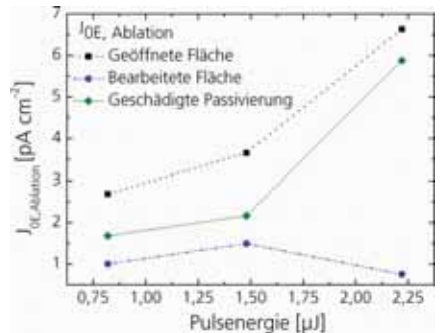
$$J_{OE, Ablation\ bearbeitet} = \frac{F_{geöffnet}}{F_{bearbeitet}} \cdot J_{OE, Ablation\ bearbeitet} + \left(1 - \frac{F_{geöffnet}}{F_{bearbeitet}}\right) \cdot J_{OE, Ablation\ bearbeitet}$$

$$= J_{OE, Ablation\ geöffnet} + J_{OE, geschädigte\ Passivierung}$$

Gl. 5-4



(a)



(b)

Abbildung 5-7: (a) gibt Aufschluss über die Verhältnisse von bestrahlter Fläche zu geöffneter Fläche bzw. zu der Fläche, in der nur die Passivierung beeinträchtigt wurde (bei verschiedenen Pulsenergien). Bei den zwei niedrigsten Energiedichten sind die Verhältnisse von geöffneter zu bearbeiteter Fläche sehr klein und werden erst für größere Energiedichten deutlich größer. (b) zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  und ihre flächengewichtete Verteilung.

### 5.3.4 Einfluss des Strahlprofils

Durch die gaußförmige Intensitätsverteilung der Laserstrahlung wird bei der Öffnung einer dünnen Schicht die eingebrachte Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nicht optimal ausgenutzt. Wie in Abbildung 5-8 a graphisch dargestellt, ist die Fluenz  $\Phi$  am Rand des Laserspots zu gering um die dielektrische Schicht zu öffnen und führt nur zu einem Wärmeeintrag im Schichtsystem. Zur Mitte des Laserspots hin steigt die Fluenz  $\Phi$  an und überschreitet die Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr}}$  für die Öffnung der Schicht. Beim weiteren Anstieg der Fluenz  $\Phi$  zum Zentrum des Laserspots wird nun räumlich deutlich mehr Energie in das Schichtsystem eingebracht als für die Öffnung notwendig wäre und zusätzliche Schädigung im Silizium erzeugt. Die Größe des geöffneten Bereiches hängt von der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und vom Radius der Gauß-Verteilung  $w_0$  ab, wie in Abbildung 5-8 b dargestellt ist. Mit zunehmender geöffneter Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  steigt die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  stark an, wobei größere Radien  $w_0$  einen flacheren Anstieg zur Folge haben. Homogene Intensitätsverteilungen - sogenannte Top-Heads - zeigen im Vergleich zu gaußförmigen Intensitäten einen linearen Zusammenhang zwischen der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und geöffneter Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$ , der deutlich flacher ausfällt. Homogene Intensitätsverteilungen bei denen die Fluenz  $\Phi$  der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr}}$  entspricht, haben eine optimale Energieeffizienz und erzeugen den geringsten möglichen Schaden im Siliziumsubstrat bei den gegebenen Laserparametern, die aus Wellenlänge  $\lambda$  und Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  bestehen. In Abbildung 5-8 c ist die ungenutzte Energie  $E_{\text{Puls, ung}}$  des Laserpulses in Abhängigkeit der geöffneten Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  für gaußförmige Intensitätsverteilungen unterschiedlicher Radien  $w_0$  aufgetragen. Die ungenutzte Energie  $E_{\text{Puls, ung}}$  ist gemäß Gl. 5-5 definiert und beschreibt die Energiedifferenz zwischen einem gaußförmigen Laserpuls und einem Top-Head-Profil bei der Öffnung derselben Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$ .

$$E_{\text{Puls, ung}} = E_{\text{Puls, Gauss}}(F) - E_{\text{Puls, Hom}}(F) \quad \text{Gl. 5-5}$$

Es zeigt sich eine maximale Energieeffizienz des Strukturierungsprozesses mit gaußförmigen Intensitätsprofilen, bei welchen ein maximaler Wert von ca. 37 % der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  für die Öffnung der Schicht eingesetzt wird. Diese maximale Effizienz wird erreicht, wenn der Radius der geöffneten Fläche  $r_{\text{Öffnung}}$  ca. 70 % des Radius  $w_0$  der Intensitätsverteilung entspricht. Diese rechnerische Betrachtung der eingesetzten Energie macht deutlich, dass bei Verwendung homogener Intensitätsverteilungen die eingesetzte Energie und die Schädigung im Substratmaterial deutlich reduziert werden.

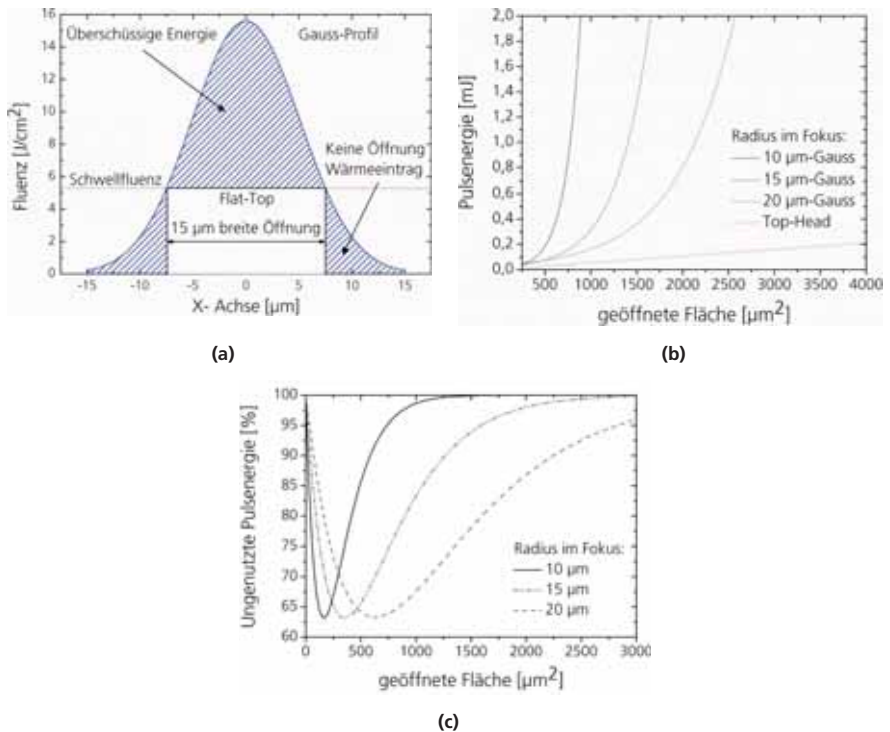


Abbildung 5-8 (a) zeigt eine gaußförmige Intensitätsverteilung und eine räumlich homogene Intensitätsverteilung (Top-Head). In (b) ist die geöffnete Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  dargestellt, die mit gaußförmigen Intensitätsverteilungen verschiedener Radien  $w_0$  und einem idealen Top-Head mit variabler Spotgröße erzielt wird. (c) zeigt den Anteil der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  welcher bei der Öffnung ungenutzt ist für gaußförmige Intensitätsverteilungen mit unterschiedlichen Radien  $w_0$ . Die größtmögliche Effizienz, bei welcher nur ca. 63 % der eingestrahlt Energie ungenutzt bleibt, wird erzielt, wenn der Öffnungsradius  $r_{\text{Öffnung}}$  70 % des Radius der Gauß-Verteilung  $w_0$  entspricht.

### Bestimmung der laserinduzierten Schädigung bei homogener Intensitätsverteilung

Um eine mögliche Reduzierung der laserinduzierten Schädigung bei der Strukturierung auf planen Oberflächen zu untersuchen, wurde die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0\text{Er}}$  Ablation unter Verwendung der Excimer-Lasers bestimmt. Die verwendete Laserquelle Strahlquelle Atlex 500 Si besitzt eine Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 4 ns. Obwohl diese Laserquelle sowohl in der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  als auch in der Wellenlänge  $\lambda$  von den bisher verwendeten Laserquellen abweicht, wurde der Excimer-Laser aufgrund der guten Homogenität



gegenüber der Erzeugung eines Flat-Top-Profiles mittels Strahlformungsoptiken bevorzugt. Da Siliziumoxid auch bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm noch keine Absorption  $\alpha$  aufweist, sollten die Ergebnisse mit einer Strukturierung mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm vergleichbar sein.

Das experimentelle Vorgehen zur Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Ablation}$  und die Probenpräparation folgt dem in Abbildung 5-3 dargestellten Ablauf und erfolgt analog zu dem im vorherigen Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Experiment. Neben Proben mit einem durch die nachfolgende Diffusion tief eingetriebenem 120 Ohm/sq. Emitter und einer Passivierungsschicht aus einem 105 nm dickem  $\text{SiO}_2$ , wurden auch Proben mit einer hohen Oberflächenkonzentration und einem Schichtwiderstand  $R_{SH}$  von 120 Ohm/sq. hergestellt. Die Passivierungsschicht dieser Proben besteht aus einem ca. 10 nm dicken thermischen  $\text{SiO}_2$  und einer ca. 65 nm dicken PECVD- $\text{SiN}_x$ -Schicht. Die Öffnung der Schichten erfolgt beidseitig mit nichtüberlappenden Laserpulsen mit einer Spotgröße von  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  unter Variation der Fluenz  $\Phi$ . In Abbildung 5-9 a ist die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Ablation}$  in Abhängigkeit der Fluenz  $\Phi$  dargestellt. Es ergeben sich Sättigungsstromdichten  $J_{0E, Ablation}$  zwischen  $9,0 \text{ pA/cm}^2$  und  $11,6 \text{ pA/cm}^2$ , die keine deutliche Abhängigkeit von der Fluenz  $\Phi$  aufweisen. Vergleicht man diese Ergebnisse mit Sättigungsstromdichten  $J_{0E, Ablation}$ , die mit einer gaußschen Intensitätsverteilung und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm bei einer vergleichbaren Pulslänge  $L_{Puls}$  gemessen wurden, so zeigt sich eine deutliche Reduzierung der Schädigung um ca. 60 %. Dieser Wert fällt zusammen mit dem im vorherigen Abschnitt berechneten prozentualen Anteil der ungenutzten Energie  $E_{Puls, ung}$  einer gaußförmigen Intensitätsverteilung.

Für die Strukturierung des  $\text{SiN}_x\text{-SiO}_2$ -Schichtsystems sind die Sättigungsstromdichten  $J_{0E, Ablation}$  in Abbildung 5-9 b dargestellt. Sie liegen mit ca.  $2 \text{ pA/cm}^2$  deutlich unter den Werten der oxidierten Proben und zeigen ebenfalls keine deutliche Abhängigkeit von der Fluenz  $\Phi$ . Abbildung 5-10 zeigt Mikroskopbilder von Laserspots bei denen die Fluenz  $\Phi$  beginnend bei Werten unterhalb der Schwellfluenz  $\Phi_{Tr}$  an erhöht wurde. Dabei ist deutlich am Farbwechsel der Schicht erkennbar, dass die  $\text{SiN}_x$ -Schicht bereits einen Teil der Strahlung absorbiert, wohingegen die Entfernung der  $\text{SiO}_2$ -Schicht ausschließlich durch Erwärmung und Verdampfung des Siliziums verursacht wird. Die Kombination aus Absorption in der  $\text{SiN}_x$ -Schicht und homogener Intensitätsverteilung führt somit zu Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, Ablation}$ , die vergleichbar sind zu Strukturierungen mit ultra-kurzen Laserpulsen. Untersuchungen zur Strukturierung von dielektrischen Schichten auf planen Oberflächen für die rückseitige Kontaktierung von Solarzellen mit Excimer-Strahlquellen zeigen in Übereinstimmung mit den hier vorgestellten Ergebnissen das hohe Potenzial des Strukturierungsprozesses mit homogener Intensitätsverteilung (vgl. [79], [34]).

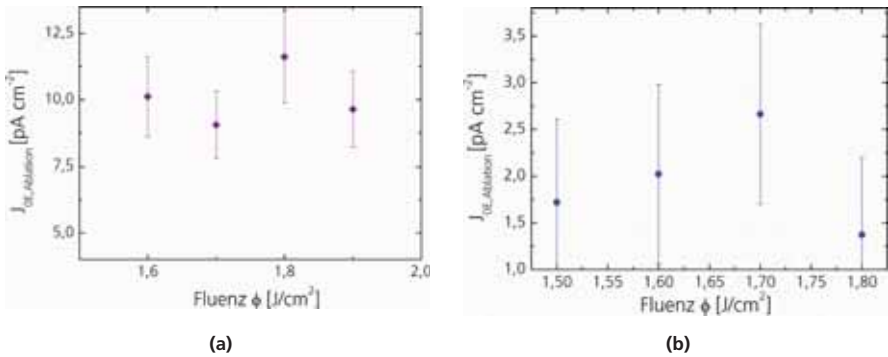


Abbildung 5-9: (a) zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  in Abhängigkeit der Fluenz  $\Phi$  für (a) die Strukturierung einer ca. 105 nm dicken  $\text{SiO}_2$ -Schicht und einem tief eingetriebenen Emitter mit einem Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  von 120 Ohm/sq. (b) zeigt den  $J_{\text{OE, Ablation}}$  für ein strukturiertes  $\text{SiO}_2$ - $\text{SiN}_x$ -Schichtsystem. Für die Strukturierung wurden einzelne Laserpulse der Länge  $L_{\text{Puls}}$  4 ns und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm verwendet.

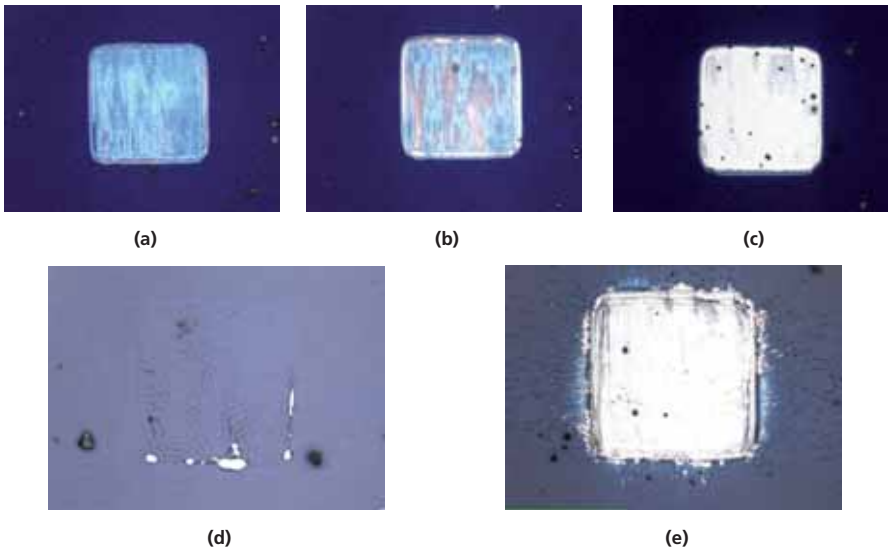


Abbildung 5-10:(a)-(c) Mikroskopaufnahmen von planen  $\text{SiO}_2$ - $\text{SiN}_x$ -beschichteten Silizium mit lokalen ca.  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  großen Öffnungen, die mit Laserpulsen einer Länge  $L_{\text{Puls}}$  von 4 ns und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einer homogenen Intensitätsverteilung erzeugt wurden. In (d) und (e) wurde eine 105 nm dicke thermische  $\text{SiO}_2$ -Schicht strukturiert, wobei aufgrund der fehlenden Absorption im  $\text{SiO}_2$  die gesamte Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  im Silizium absorbiert wird.

### 5.3.5 REM-Untersuchungen zur Strukturierung auf planen Oberflächen

Bei der Strukturierung dünner dielektrischer Schichten auf planen Oberflächen konnten durch Mikroskopaufnahmen und  $\mu$ -Pl Messungen verschiedene Bereiche auf der Probenoberfläche definiert werden, in denen das Schichtsystem geöffnet oder geschädigt ist und das Siliziumsubstrat freigelegt wurde. Um ein genaueres mikroskopisches Bild der Oberflächenbeschaffenheit zu erlangen, wurden, wie im Folgenden beschrieben, REM-Aufnahmen der strukturierten Oberfläche angefertigt.

Für die mikroskopischen Untersuchungen wurde glanzgeätztes p-Typ FZ-Silizium mit einer Dicke von 250  $\mu\text{m}$  und einem angegebenen spezifischen Widerstand  $\rho_{\text{spez}}$  von 0,8 – 1,2 Ohm cm verwendet. Die Oberfläche wurde mit einem ca. 80 nm dickem PECVD-SiN<sub>x</sub> beschichtet. Die verwendete Siliziumnitrid-Schicht wurde in ihren optischen Eigenschaften einer Antireflex-Schicht angepasst und hatte einen Brechungsindex  $n_{\text{SiN}}$  von ca. 2,1.

Die dielektrische Schicht wurde im Anschluss durch einzelne nicht überlappende Laserpulse in Reihen mit unterschiedlichen Laserparametern entfernt. Dabei kamen zwei verschiedenen Laserquellen zum Einsatz, der Lumera Super Rapid mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 10 ps und der Avia-355-x mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 25 ns. In beiden Fällen wurde eine Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm verwendet und die Fluenz  $\Phi$  von der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr, SiN}}$  an erhöht. Die Strukturierung fand in der Fokusebene bei einer Repetitionsrate RPR von 50 kHz statt. Von den strukturierten Proben wurden im Anschluss REM-Aufnahmen angefertigt, die in Auszügen in Abbildung 5-11 zu sehen sind.

Abbildung 5-11 a zeigt eine lokal geöffnete SiN<sub>x</sub>-Schicht, für deren Öffnung ein einzelner ns-Puls verwendet wurde. Auf der SiN<sub>x</sub>-Schicht ist nur ein sehr kleiner dunkler Ring um den geöffneten Bereich zu erkennen, in dem die SiN<sub>x</sub>-Schicht durch Wärmeeintrag verändert wurde. Der Übergang zwischen SiN<sub>x</sub>-Schicht und Silizium ist anhand einer löchrigen Struktur in der SiN<sub>x</sub>-Schicht zu erkennen. Zwar kann die löchrige Struktur nicht durch ein Verflüssigen von SiN<sub>x</sub> und ein Zusammenziehen aufgrund der Oberflächenspannung zurückgeführt werden, da SiN<sub>x</sub>, wie in Kapitel 3.4.3 beschrieben, sublimiert, aber von einer Verformung der SiN<sub>x</sub>-Schicht bei hohen Temperaturen ist trotzdem auszugehen. Es scheint sich also in dem Gebiet mit der löchrigen Struktur genau um die Stelle zu handeln, bei der die SiN<sub>x</sub>-Schicht nur partiell verdampft. Der Rest der Schicht verformt sich unter der starken Erwärmung und ändert seine Struktur. Das freigelegte Silizium wird erst dem gaußförmigen Intensitätsprofil folgend vom Rand zur Mitte hin tiefer abgetragen. In der Mitte der Öffnung jedoch befindet sich ein kreisförmiger Bereich indem die Tiefe konstant bleibt.

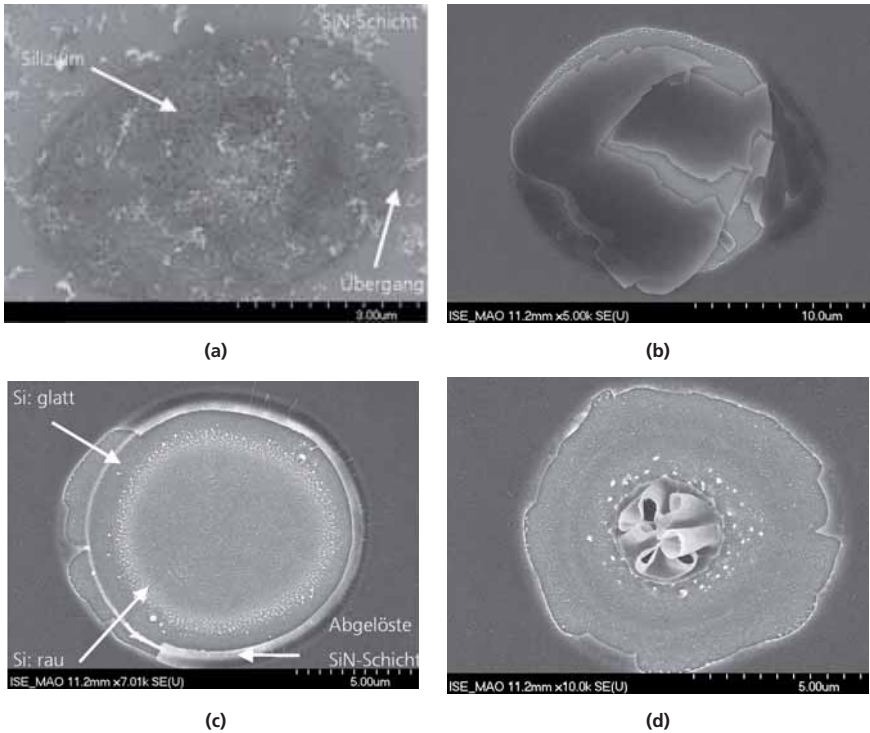


Abbildung 5-11: (a) REM-Aufnahme einer glanzgeätzten Siliziumoberfläche, die mit ca. 80 nm  $\text{SiN}_x$  beschichtet ist. Mit einem einzelnen Laserpuls wurde die  $\text{SiN}_x$ -Schicht lokal entfernt und das darunterliegende Silizium freigelegt. Die Wellenlänge  $\lambda$  des Laserlichts betrug 355 nm und die Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  ca. 25 ns. Vom Schwellwert  $\Phi_{\text{Tr, SiN}}$  am Rand der Öffnung aus nimmt die Tiefe des Laserspots zur Mitte hin zu und folgt damit dem gaußförmigen Intensitätsprofil. (b)-(d) zeigen REM-Aufnahmen von lokalen Öffnungen, die mit  $\lambda = 355$  nm und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 10 ps bei verschiedenen Fluenzen  $\Phi$  erzeugt wurden. (b) zeigt einen Laserspot, bei dem eine Fluenz nur knapp oberhalb der Schwellfluenz verwendet wurde ( $\Phi \geq \Phi_{\text{Tr, SiN}}$ ). Die  $\text{SiN}_x$ -Schicht liegt zerbrochen auf der geöffneten Si-Oberfläche. In (c) ist in den Randbereichen des Laserspots die  $\text{SiN}_x$ -Schicht von der Silizium-Oberfläche abgelöst. Zum Zentrum hin ist das Silizium vollständig freigelegt. Zum Zentrum hin ändert sich die Beschaffenheit der Oberfläche von glatt zu rau ( $\Phi > \Phi_{\text{Tr, SiN}}$ ). In (d) ist zu sehen, dass sich die  $\text{SiN}_x$ -Schicht am Punkt der höchsten Intensität mit der Siliziumoberfläche verbunden hat und nach oben aufgewellt wurde.

Abbildung 5-11 (b - d) zeigt Aufnahmen von lokalen Öffnungen einer  $\text{SiN}_x$ -Schicht, die mit einzelnen ps-Pulsen<sup>9</sup> unterschiedlicher Fluenzen  $\Phi$  erzeugt wurden. Dabei zeigen sich deutliche Unterschiede zur Strukturierung mit ns-Pulsen. Abbildung 5-11 b zeigt eine Öffnung, die mit einer Fluenz  $\Phi$  nahe der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr}}$  für den Abtrag der  $\text{SiN}_x$ -Schicht erzeugt wurde. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass die  $\text{SiN}_x$ -Schicht strukturell scheinbar unverändert zerbrochen auf der Siliziumoberfläche liegt. Damit scheint es bei der Strukturierung mit ps-Pulsen zu keiner signifikanten direkten Erwärmung der dielektrischen Schicht zu kommen. Der größte Anteil der eingestrahlten Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  wird demnach im Silizium absorbiert, was sich aufgrund der hohen Intensitäten schnell erwärmt und ausdehnt, bevor es flüssig wird und verdampft. Beim Ausdehnen bzw. Verdampfen des unterliegenden Siliziums wird die  $\text{SiN}_x$ -Schicht von der Grenzfläche gelöst und zerbricht. Ein analoges Verhalten wird bei Siliziumoxid in [68] beobachtet, das sich aufgrund der Differenz im thermischen Ausdehnungskoeffizienten ebenfalls bei der Bestrahlung mit ultra-kurzten Pulsen vom Siliziumsubstrat löst und zerbricht. Ein besonderer Fall von Maskierung durch eine nicht vollständig gelöste dielektrische Schicht zeigt Abbildung 5-11 c. In diesem Fall hat eine Verbindung des geschmolzenen Siliziums im Zentrum des Laserpulses mit der  $\text{SiN}_x$ -Schicht eine Ablösung der Schicht verhindert. Die abgelöste  $\text{SiN}_x$ -Schicht außerhalb des Zentrums wurde, da sie noch in Verbindung zum Zentrum stand, nach oben aufgeklappt. Abbildung 5-11 d zeigt eine geöffnete Silizium-Oberfläche bei deren Bearbeitung eine deutlich höhere Fluenz  $\Phi$  verwendet wurde. Am Übergang zwischen  $\text{SiN}_x$ -Schicht und freigelegter Silizium-Oberfläche gibt es einen schmalen Übergangsbereich, in dem die dielektrische Schicht von der Grenzfläche abgelöst jedoch nicht vom Rest der Beschichtung getrennt wurde. So entsteht ein Bereich, in dem die Passivierungswirkung der  $\text{SiN}_x$ -Schicht zerstört ist, aber gleichzeitig die abgelöste  $\text{SiN}_x$ -Schicht als Maske für spätere Prozesse z. B. Diffusion oder Metallisierung wirkt. Dieser Bereich ist mit dem farblich veränderten Bereich im vorherigen Abschnitt gleichzusetzen (vgl. Abbildung 5-5 (a - c)), bei dem eine deutliche Reduktion der Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  festgestellt wurde. Vom Rand her in die Mitte der Öffnung folgend erscheint die freigelegte Silizium-Oberfläche nun in einem kleinen Bereich glatt und im Zentrum rau. Im glatten Silizium-Gebiet reichte die Intensität  $I$  genau aus um die dielektrische Schicht durch die Ausdehnung des erwärmten Siliziums vollständig abzulösen. Bei höheren Intensitäten schmilzt das Silizium auf und zieht sich beim Erkalten aufgrund der Oberflächenspannung in Kugeln zusammen. Diese tropfenförmigen Strukturen sorgen für die beobachtete raue Oberflächenstruktur und besitzen eine amorphe Struktur. Im Zentrum erscheint das Silizium gleichmäßig und zeigt keinen Einfluss des gaußförmigen Intensitätsprofils.

### 5.3.6 Modell zum Abtrag auf planen Oberflächen

In diesem Abschnitt wurde die Strukturierung von dünnen dielektrischen Schichten mit einzelnen 25 ns und 10 ps langen Laserpulsen mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm betrachtet. Dabei ergaben die Untersuchungen der REM-Aufnahmen bei der Strukturierung mit ps-Pulsen, dass eine  $\text{SiN}_x$ -Antireflex-Schicht nicht durch die Laserstrahlung verändert wird. Das eingestrahlte Laserlicht wird im Silizium und nur zu marginalen Teilen in der Antireflex-Schicht

<sup>9</sup> Bei den folgenden Ausführungen zu den strukturellen Veränderungen werden oft Vergleiche zwischen den Pulsängen durchgeführt. Dabei bezeichnet der Begriff ns- Pulse stets Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 25 ns (Strahlquelle Avia-x-355) und ps-Pulse Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps (Strahlquelle Lumera Super Rapid).

absorbiert. Die Absorption in der  $\text{SiN}_x$ -Schicht setzt, wie in Abbildung 3-3 b zu sehen ist, ab einer Wellenlänge  $\lambda$  von ca. 350 nm ein. Im Gegensatz dazu beträgt die optische Eindringtiefe  $L_\alpha$  im Silizium bei dieser Wellenlänge  $\lambda$  aufgrund des direkten Bandübergangs nur ca. 10 nm. Durch die ultra-kurze Pulsdauer  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps erwärmt sich das Silizium an der Grenzfläche zur Antireflex-Schicht sehr schnell, dehnt sich aus, wird flüssig und verdampft bevor die  $\text{SiN}_x$ -Schicht aufgrund von Wärmeleitung oder Absorption signifikant erwärmt wird. Durch die Temperaturdifferenz zwischen Siliziumsubstrat und Antireflex- $\text{SiN}_x$  dehnt sich das Silizium deutlich schneller aus als das  $\text{SiN}_x$ . Dadurch zerbricht die Antireflex-Schicht und löst sich von der Oberfläche. Thermisch gewachsenenes  $\text{SiO}_2$  besitzt bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm einen verschwindend geringen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$ , so dass die hier aufgeführten Merkmale für die Strukturierung von  $\text{SiN}_x$ -Schichten mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps ebenso für  $\text{SiO}_2$ -Schichten Gültigkeit besitzen.

Bei der Strukturierung von  $\text{SiN}_x$ -Antireflex-Schichten mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 25 ns und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm wird die eingestrahlte Energie  $E_{\text{Puls}}$  in einem um drei Größenordnungen längeren Zeitraum auf die Oberfläche eingestrahlt. Dadurch erhitzt sich bedingt durch Absorption und Wärmeleitung auch die  $\text{SiN}_x$ -Schicht. Durch die Erwärmung und damit verbundene Generation freier Ladungsträger wird die Absorption in der Schicht gesteigert, so dass die Schicht flexibel wird und sublimiert. Die strukturellen Veränderungen in der  $\text{SiN}_x$ -Schicht sind im Randbereich des freigelegten Siliziums zur intakten  $\text{SiN}_x$ -Schicht zu erkennen. Im Unterschied zur Strukturierung mit ultra-kurzen Pulsen, welche die Grenzfläche zwischen dielektrischer Schicht und Silizium verändern, bewirken ns-Pulse eine strukturelle Veränderung in der dielektrischen Schicht, wenn diese die eingestrahlte Wellenlänge  $\lambda$  absorbiert.

Die gaußförmige Intensitätsverteilung bewirkt eine ebenfalls gaußförmige Temperaturverteilung des flüssigen Siliziums. Die Randbereiche des bestrahlten Bereichs, welche die niedrigste Temperatur aufweisen, kühlen am schnellsten ab und erstarren bei der Verwendung von ultra-kurzen Pulsen aufgrund des hohen Temperaturgradienten amorph. Zum Zentrum des Laserspots hin steigt die Temperatur und die Rekristallisationsdauer an, wodurch das geschmolzene Silizium monokristallin auf dem Substrat aufwachsen kann. Eine Analyse der erzeugten Schädigung durch die Emittersättigungsdichte  $J_{\text{OE Ablation}}$  zeigt jedoch, dass die Kristallstruktur des bestrahlten Bereichs einen weniger großen Einfluss auf die erzeugte Schädigung hat als die verwendete Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ .

Dies erklärt sich nach einer Betrachtung der Energiebilanz bei der Verwendung gaußförmiger Intensitätsprofile. Durch diese wird die Antireflex-Schicht nicht in der gesamten bestrahlten Fläche sondern nur im Zentrum des Laserspots geöffnet, in dem die Schwellfluenz  $\Phi_r$  überschritten ist. Aufgrund der zum Zentrum des Laserspots zunehmenden Intensität  $I$  wird neben der Antireflex-Schicht auch Silizium abgetragen und ca. 60 % mehr Energie in das System eingebracht als für den Abtrag notwendig wäre. Am Rand des geöffneten Bereichs entsteht bei der Verwendung ultra-kurzer Pulse ein Ring, in dem die Antireflex-Schicht vom Silizium-Substrat gelöst ist aber nicht entfernt wurde. In diesem Bereich ist die Passivierungswirkung und damit die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  stark herabgesetzt. Die verschiedenen beeinflussten Bereiche sind in Korrelation zur eingestrahlten Intensitätsverteilung in Abbildung 5-12 dargestellt.

Bei der Verwendung einer homogenen Intensitätsverteilung kann eine Reduzierung der Schädigung um rund 60 % bei der Strukturierung einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht erreicht werden bei einer

Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  von 4 ns und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm. Bei der Strukturierung einer  $\text{SiN}_x$ -Schicht konnte die Strukturierung durch die Kombination von Absorption in der Schicht und homogener Intensitätsverteilung sogar um eine Größenordnung reduziert werden. Dadurch wird ein ebenso gutes Ergebnis erzielt wie bei der Strukturierung mit ultra-kurzten Pulsen.

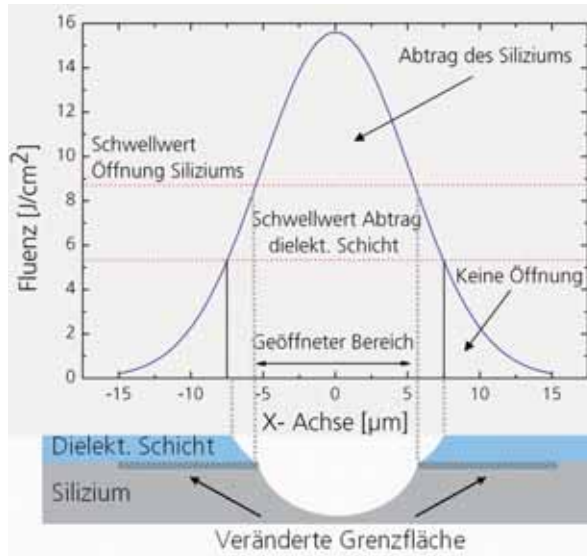


Abbildung 5-12 zeigt schematisch die gaußförmige örtliche Intensitätsverteilung des Laserpulses und die damit korrelierten Bereiche auf der bearbeiteten Probenoberfläche. So wird unterhalb des Schwellwertes für den Abtrag der dielektrischen Schicht nur Wärme in das Schichtsystem eingekoppelt, die zwar die Grenzfläche zwischen Silizium und Schicht verändern kann oder auch Veränderungen der Schichteigenschaften bewirken kann, jedoch diese nicht abträgt. Oberhalb dieses Grenzwertes wird die dielektrische Schicht sukzessive abgetragen bis das Silizium frei liegt und nun entfernt wird.

## 5.4 Laser-Strukturierung auf texturierten Oberflächen

Da in der industriellen Fertigung von Solarzellen nur in Ausnahmefällen plane Oberflächen auftreten, findet die Strukturierung von dielektrischen Schichten auf unregelmäßig strukturierten Oberflächen eine weitaus größere Anwendung. Aufgrund der kohärenten Natur der Laserstrahlung ist das Auftreten optischer Effekte wie z. B. Interferenz zu erwarten. Daher werden im Folgenden zunächst die auftretenden Strukturen bei der Bestrahlung texturierter Oberflächen betrachtet und die ihnen zugrunde liegenden optischen Effekte separat diskutiert und simuliert. Im Anschluss wird dann die laserinduzierte Schädigung bei unterschiedlichen Topographien in Abhängigkeit verschiedener Laserparameter wie z. B. Wellenlänge  $\lambda$  und

Pulslänge  $E_{\text{Puls}}$  ermittelt. Weiterhin wird der Einfluss des Strahlprofils rechnerisch und experimentell betrachtet.

### 5.4.1 REM-Analyse zur Strukturierung auf texturierten Oberflächen

Zur Untersuchung des Strukturierungsprozesses dielektrischer Schichten auf texturierten Oberflächen mit unterschiedlichen Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  wurden FZ-Siliziumwafer mit glanzgeätzten Oberflächen alkalisch in KOH texturiert und im Anschluss mit einem ca. 80 nm dickem PECVD-SiN<sub>x</sub> beschichtet. Diese Antireflex-Schicht wurde mit einzelnen nicht überlappenden Laserpulsen entfernt, wobei die Fluenz  $\Phi$  der Laserstrahlung von der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr}}$  an erhöht wurde. Es kamen mit dem Avia-x-355, dem Lumera Super Rapid und dem Jenoptik D2.fs verschiedene Laserquellen mit unterschiedlichen Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  zum Einsatz (vgl. Kapitel 4). So wurde die Strukturierung sowohl bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und 25 ns als auch bei einer Pulsänge  $L_{\text{Puls}}$  von 400 fs und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm durchgeführt. Nach der Strukturierung wurden REM-Aufnahmen der bestrahlten Bereiche aufgenommen.

In Abbildung 5-13 sind exemplarisch einige REM-Aufnahmen der mit ps-Pulsen (b, d) und ns-Pulsen (a, c) strukturierten Oberfläche dargestellt. Da die REM-Aufnahmen der mit fs-Pulsen und ps-Pulsen erzeugten Strukturen bis auf die Größe des bearbeiteten Bereiches identisch waren, wurde auf die separate Darstellung der fs-Aufnahmen bewusst verzichtet. Alle Aussagen die im Folgenden über Strukturierung mit ps-Pulsen getroffen werden sind somit ebenfalls für die Strukturierung mit fs-Pulsen gültig. Abbildung 5-13 (a – b) zeigt Laserspots mit Fluenzen  $\Phi$  nur knapp oberhalb der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr}}$ , in Abbildung 5-13 (c – d) sind durch Verwendung höherer Fluenzen  $\Phi$  größere Bereiche geöffnet worden.

Die Betrachtung der mit einer Pulsänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns erzeugten Strukturen zeigt, dass der Laserpuls die Antireflex-Schicht auf der bearbeiteten Fläche nicht vollständig öffnet. Vor allem auf den Seitenflächen der Pyramiden bleibt die Antireflex-Schicht stehen ohne dass optisch eine Beeinflussung durch die Laserstrahlung erkennbar ist. Die SiN<sub>x</sub>-Schicht wird bevorzugt an den Spitzen der Pyramiden, an den Kanten und in den Tälern zwischen zwei Pyramiden abgetragen. In diesen Bereichen zeigt sich aufgrund der Verformungen im Silizium, dass auch das Siliziumsubstrat während der Bearbeitung aufgeschmolzen und partiell verdampft wurde. Bei geringer Intensität, die sowohl im Randbereich des Laserspots als auch bei geringen Fluenzen  $\Phi$  vorkommt, treten Öffnungen nur in Abständen von Vielfachen der eingestrahlten Wellenlänge  $\lambda$  auf. An diesen Stellen ist die Intensität aufgrund von konstruktiver Interferenz erhöht. In Abbildung 5-13 a zeigen sich in der Umgebung des freigelegten Siliziums Verformungen der SiN<sub>x</sub>-Schicht. Weiterhin ist auf diesem Bild zu erkennen, dass die Oberflächenstruktur des freigelegten Siliziums lokal variiert. So rekristallisiert das Silizium zum Teil mit einer glatten Oberfläche, was auf eine niedrige Intensität bei der Bestrahlung und niedrige Defektdichte schließen lässt. In anderen Bereichen deutet die Oberflächenstruktur auf das Erkalten einer Siliziumschmelze mit einer amorphen Kristallstruktur hin.



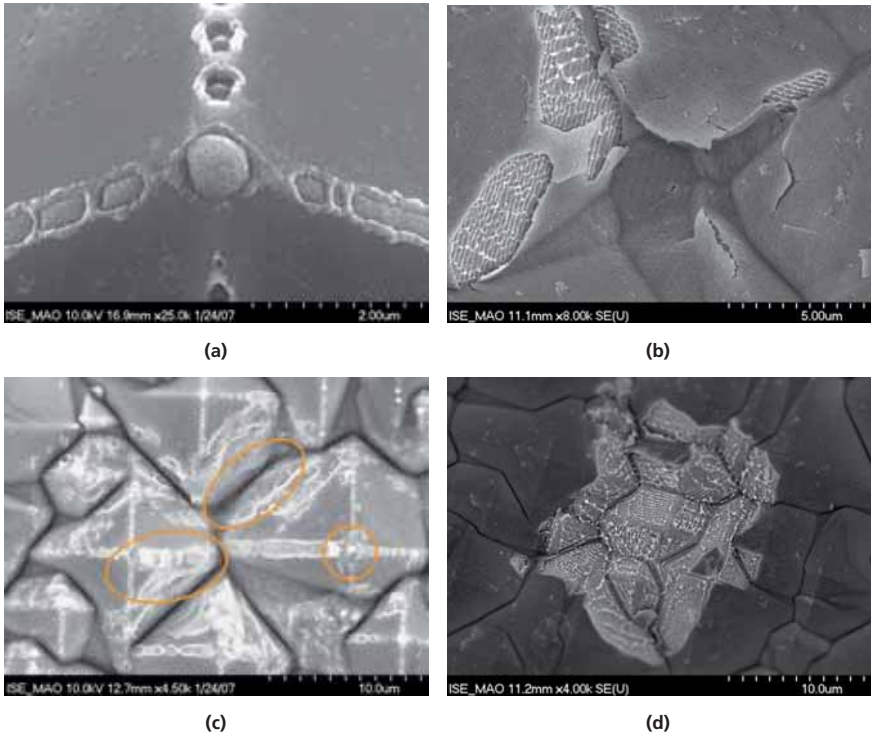


Abbildung 5-13: (a)-(d) zeigen REM-Aufnahmen alkalisch texturierter Silizium-Oberflächen, die mit einer Antireflex-SiN<sub>x</sub>-Schicht beschichtet sind. Mit einzelnen Laserpulsen einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm wurde die SiN<sub>x</sub>-Schicht entfernt. Dabei wurde in (a) und (c) eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von ca. 25 ns sowie in (b) und (d) eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von ca. 10 ps verwendet. Bei Fluenzen  $\Phi$  nahe der Abtragungsschwelle werden für beide Pulslängen nur sehr geringe Flächenanteile geöffnet. Bei der ps-Strukturierung wird dabei das Silizium unter der noch intakten Antireflex-Schicht aufgeschmolzen und in einem regelmäßigen Muster aufgeraut. Nur an einzelnen Stellen mit höherer Intensität wird die SiN<sub>x</sub>-Schicht vom Siliziumsubstrat abgehoben. Die Strahlung verändert die SiN<sub>x</sub>-Schicht nicht. Im Gegensatz zur Strukturierung mit ns-Pulsen hier wird die SiN<sub>x</sub>-Schicht deutlich erwärmt und verformt sich. Für beide Pulslängen  $L_{Puls}$  ist ein vermehrter Abtrag an den Spitzen und den Flanken der Pyramiden und in den Pyramidentälern zu beobachten.

Bei der Bearbeitung mit ultra-kurzen Pulsen zeigen sich einige strukturelle Unterschiede. So wird wie in Abbildung 5-13 d dargestellt, die Antireflex-Schicht im bestrahlten Bereich bei höheren Fluenzen  $\Phi$  vollständig entfernt. Dabei besitzt die freigelegte Siliziumoberfläche ein raues Interferenz-Muster, das beim Schmelzen und Wiedererstarren des Siliziums entsteht und auf eine hohe Schädigung hindeutet. Bei niedrigen Fluenzen  $\Phi$  wird das Siliziumsubstrat nur an

wenigen Stellen freigelegt. Dabei zeigt sich jedoch, dass die Grenzfläche zwischen Substrat und  $\text{SiN}_x$ -Schicht durch die Bestrahlung verändert wurde. Die raue geschädigte Oberflächenstruktur des Siliziums ist im gesamten bestrahlten Bereich auch unterhalb der Antireflex-Schicht zu erkennen. Eine Veränderung der  $\text{SiN}_x$ -Schicht selbst kann nicht beobachtet werden. Diese Beobachtungen zeigen wiederum, dass die Strahlung (für  $\lambda = 355 \text{ nm}$ ) der ultra-kurzen Laserpulse nur zu einem marginalen Anteil in der Antireflex-Schicht absorbiert wird und der Abtrag der Schicht allein durch die Ausdehnung und Verdampfung des unterliegenden Siliziums verursacht wird.

Neben diesen Unterschieden zeigen sich hier genau wie bei der Strukturierung mit längeren Pulsen ein vermehrter Abtrag an den Pyramidenspitzen und Flanken so wie in den Tälern zwischen den Pyramiden. Diese allgemeinen Effekte treten folglich durch die Kombination von kohärent eingestrahltm Laserlicht und texturierter Oberfläche auf, wohingegen z. B. die aufgeraute Oberfläche und die vollständige Entfernung der Antireflex-Schicht auf die Wechselwirkung des Siliziums mit den ultra-kurzen Pulsen zurückzuführen ist.

### 5.4.2 Abtrag in den Pyramidentälern – Reflektion

Um den vermehrten Abtrag in den Tälern zwischen den Pyramiden genauer zu betrachten, wurde der Einfluss der Reflektion an den Seitenflächen der Pyramiden auf die resultierende Intensitätsverteilung berechnet. Dazu wurde angenommen, dass eine normierte homogene Intensität  $I_0$  senkrecht zur Oberfläche auf identische, periodisch angeordnete Pyramiden mit einer Höhe  $h$  von  $20 \mu\text{m}$  eingestrahlt wird. Die Berechnung der Intensitätsverteilung wurde auf Grundlage der geometrischen Optik und nur eindimensional in der Schnittebene durchgeführt, welche durch die Spitze der Pyramiden geht. Für die Berechnung wurde angenommen, dass Laserstrahlen senkrecht in einem räumlichen Abstand von  $0,5 \mu\text{m}$  auf die Oberfläche fallen. Für jeden Strahl wurde im Folgenden anhand der Schnittpunkte mit der Pyramidenoberfläche und der gemäß Gl. 3-2 berechneten Reflektionswinkel der Strahlengang unter Berücksichtigung der Reflektion ermittelt. Da die Geometrie der betrachteten alkalischen Textur maximal drei Reflektionen für senkrecht eingestrahltm Licht ermöglicht, wurde der Strahlengang unter Einbeziehung von maximal drei Reflektionen bestimmt. An jedem Schnittpunkt der Strahlen mit der Oberfläche wurde mit Hilfe der Fresnel-Gleichungen der Amplitudenanteil des elektromagnetischen Feldes  $E_{or}$  des reflektierten Strahls gegenüber dem eingestrahltm Strahl berechnet. Dabei muss zwischen dem senkrecht und parallel zur Reflektionsebene einfallenden Anteil unterschieden werden (siehe Gl. 3-7, Gl. 3-8). Aufgrund der geringen optischen Eindringtiefe  $L_a$  bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von  $355 \text{ nm}$  wurde dabei angenommen, dass der nicht reflektierte Anteil der Strahlung direkt an der Oberfläche absorbiert wird. Die Intensitäten der reflektierten und absorbierten Strahlen ergeben sich gemäß Gl. 3-5 aus dem Quadrat der elektromagnetischen Feldamplituden  $E_{or}$  und  $E_{0a}$ .

Der Öffnungswinkel der Pyramiden beträgt  $70,5^\circ$  und folglich trifft senkrecht eingestrahltm Licht mit einem Winkel  $\alpha$  von  $54,7^\circ$  gegen das Lot auf die Seitenfläche der Pyramide. Nach dem Reflexionsgesetz Gl. 3-2 stimmen Einfallswinkel  $\alpha$  und Ausfallswinkel überein. Der Strahl wird reflektiert, trifft unter einem Winkel  $\beta$  von  $15,75^\circ$  auf die gegenüberliegende Seitenfläche und wird zum zweiten Mal reflektiert. Nur ein geringer Anteil des Lichts, der nahe der Mitte zwischen die beiden Pyramidenspitzen eingestrahlt wird, trifft ein drittes Mal unter einem

Winkel  $\gamma$  von  $87,25^\circ$  zum Lot auf die Seitenfläche und wird reflektiert. Der geometrische Verlauf des eingestrahnten Lichts ist in Abbildung 5-14 dargestellt.

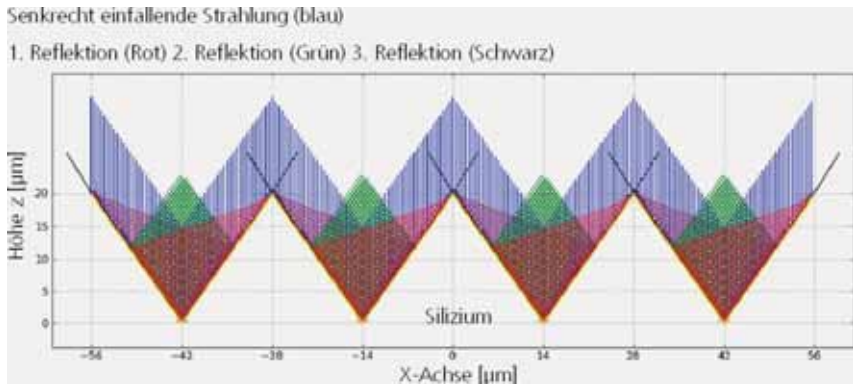


Abbildung 5-14: Unter Vernachlässigung des Wellencharakters kann das eingestrahlte Licht als homogene Verteilung geometrischer Strahlen behandelt werden und die Intensitätsverteilung bei homogener Bestrahlung mit Hilfe geometrischer Optik berechnet werden. Der Verlauf der Lichtstrahlen ist bei senkrechtem Einfall auf eine symmetrische Anordnung  $20\ \mu\text{m}$  hoher Pyramiden in einer Ebene dargestellt. Durch Reflektionen an den Seitenwänden wird das Licht in den Gräben zwischen zwei Pyramiden geleitet.

In Abbildung 5-15 a ist der Anteil der absorbierten Intensität für p- und s-polarisiertes Licht aufgetragen, wobei die Diskretisierung des eingestrahnten Lichts in einzelne Strahlen zu Sprüngen in der Intensitätsverteilung führt. Für beide Polarisationsrichtungen ergibt sich ein Intensitätsmaximum in der Mitte zwischen den beiden Pyramiden, da das Licht aufgrund der Reflektion an den Seitenwänden zwischen die Pyramiden geleitet wird. Die Intensitätserhöhungen fallen in dieser Rechnung mit maximal  $1,014$  zwar relativ gering aus, wobei sich hier die eindimensionale Berechnung limitierend auswirkt. Im realen Fall jedoch kann das Licht aus allen Raumrichtungen auf das Zentrum zwischen den Pyramiden reflektiert werden und die lokale Erhöhung der Intensität wird somit deutlich höher ausfallen.

Für s-polarisiertes Licht variiert die Intensität  $I$  zwischen den Pyramidenspitzen und dem Graben zwischen den Pyramiden deutlich weniger im Vergleich zu p-polarisiertem Licht. Da das eingestrahlte Laserlicht linear polarisiert ist, kann es je nach Anordnung der Pyramiden sowohl senkrecht als auch parallel zur Reflektionsebene einfallen. Ein Unterschied in den Intensitätsverteilungen der beiden Polarisationsrichtungen lässt sich am deutlichsten bei sehr symmetrischen Pyramidenanordnungen beobachten. Daher wurde für einen experimentellen Nachweis eine  $105\ \text{nm}$  dicke thermisch gewachsene  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf einer Siliziumoberfläche mit invertierten Pyramiden mit einzelnen Laserpulsen ( $L_{\text{puls}}$   $25\ \text{ns}$  und Wellenlänge  $355\ \text{nm}$ ) strukturiert. Abbildung 5-15 b zeigt eine REM-Aufnahme einer invertierten Pyramide mit strukturierter  $\text{SiO}_2$ -Schicht. Deutlich zeigen sich die Unterschiede in der Intensitätsverteilung durch den vermehrten Abtrag an den Seitenflächen der Pyramide bei Polarisation senkrecht zur

Reflektionsebene, wobei das punktförmige Abtragsmuster durch konstruktive Interferenz erzeugt wird.

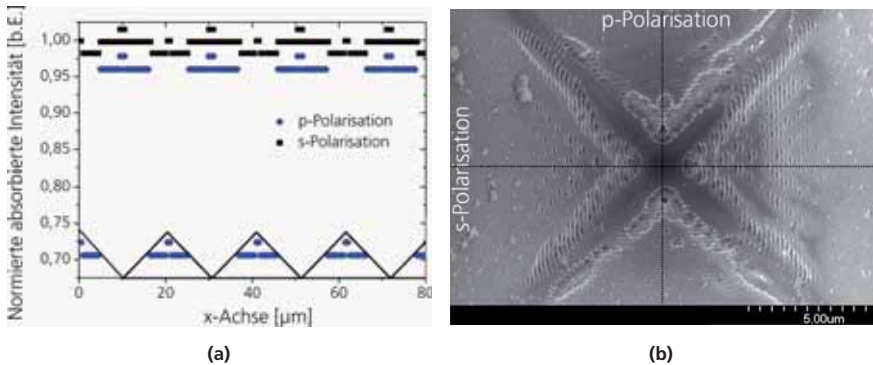


Abbildung 5-15: Die sich ergebende Variation in der örtlichen Intensitätsverteilung aufgrund der Reflektionen ist in (a) für s- und p-polarisiertes Licht aufgetragen. Dabei zeigt sich selbst bei dieser zwei-dimensionalen Betrachtung ein deutlicher Anstieg in der Intensität zwischen den Pyramiden. Der Anstieg fällt für p-polarisiertes Licht deutlicher aus als für s-polarisiertes Licht. Diese Abweichungen lassen sich in (b) erkennen, hier wurde eine thermische  $\text{SiO}_2$ -Schicht mit einem einzelnen Laserpuls strukturiert. In den Ebenen, in denen das polarisierte Licht senkrecht auf die Seitenfläche der Pyramide fällt, wird deutlich mehr  $\text{SiO}_2$  abgetragen. Das punktförmige Muster des Abtrags entsteht durch konstruktive Interferenz.

### 5.4.3 Abtrag an den Pyramidenspitzen und –flanken – Brechung

Neben der Reflektion an den Seitenflächen der Pyramiden wird nun der Einfluss der Brechung des eingestrahlenen Lichts betrachtet. Wiederum wird senkrecht einfallendes Licht mit homogener normierter Intensität  $I_0$  angenommen und der Wellencharakter des eingestrahlenen Licht vernachlässigt. Die Winkeländerung der Lichtstrahlen wird nach dem Brechungsgesetz gemäß Gl. 3-3 berechnet. Die Bestimmung der reflektierten bzw. transmittierten Anteile des eingestrahlenen Lichts erfolgt anhand der Fresnel-Gleichungen (Gl. 3-7, Gl. 3-8). Dabei wird die Brechung und Reflektion der einfallenden Strahlen sowohl beim Übergang zwischen Luft und einer 80 nm dicken  $\text{SiN}_x$ -Schicht mit Brechungsindex  $n_{\text{SiN}_x}$  von 2,1 als auch beim Übergang von  $\text{SiN}_x$ -Schicht zu Silizium berücksichtigt. Der geometrische Weg der Strahlen ist in Abbildung 5-16 a dargestellt und zeigt wie die Strahlen beim Übergang in die optisch dichteren Medien  $\text{SiN}_x$  und Silizium zum Lot hin gebrochen werden.

Die absorbierte Intensität wurde aus der Differenz der eingestrahlenen Intensität  $I_0$  und der reflektierten Intensität  $I_R$  berechnet und ist in Abbildung 5-16 b dargestellt. Die Rechnung wird nur für eine Ebene durchgeführt, die die Pyramidenspitze schneidet. Aufgrund der Brechung zum Lot kommt es zu einer Verdoppelung der Intensität an der Pyramidenspitze. Zu beachten ist, dass bei der realen Bestrahlung der Pyramidenspitze aus allen Raumrichtungen das Licht auf die Spitze hin gebrochen wird und die Intensität mindestens auf das vierfache anwachsen wird.

An den Pyramidenflanken wird analog zur Pyramidenspitze das Licht aus zwei Raumrichtungen auf ein kleines Volumen hin gebrochen, wodurch sich auch hier eine Intensitätserhöhung ergibt.

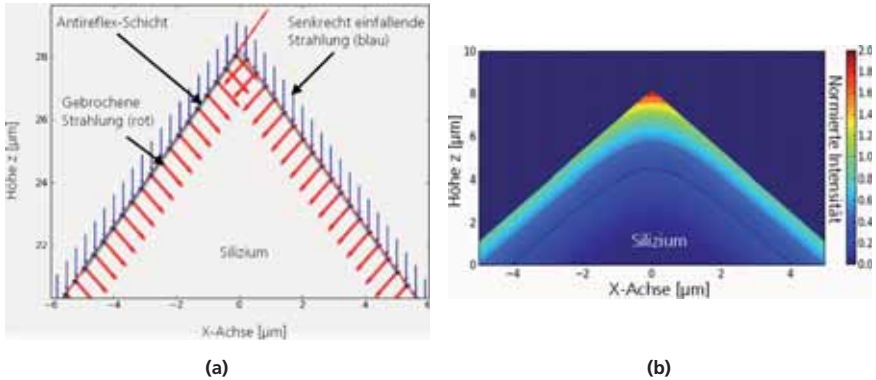


Abbildung 5-16: (a) zeigt den Weg der Lichtstrahlen beim Übergang zwischen Luft und  $\text{SiN}_x$ -Schicht bzw. zwischen  $\text{SiN}_x$ -Schicht und Silizium. Aufgrund der Brechung der Strahlen zum Lot hin, erhöht sich die Intensität an der Pyramidenspitze um einen Faktor zwei (b). Die Berechnung der Intensität wurde nur in einer Ebene durchgeführt. Im realen Fall wird das Licht aus allen Raumrichtungen auf die Spitze hin gebrochen, wodurch eine Erhöhung der Intensität um das Vierfache der eingestrahelten Intensität  $I_0$  bewirkt wird.

#### 5.4.4 Berechnung der modifizierten Intensitätsverteilung

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde nur, basierend auf der geometrischen Optik, die Wechselwirkung zwischen kohärent eingestrahlem Laserlicht und regelmäßig strukturierter Oberfläche in einer Ebene betrachtet. Für eine korrekte Berechnung der modifizierten Intensitätsverteilung auf der Oberfläche des texturierten Wafers muss erstens der Wellencharakter des eingestrahlenen Licht beachtet werden um Effekte wie z. B. Interferenz mit einzubeziehen und zweitens muss eine zwei-dimensionale Anordnung an Pyramiden betrachtet werden. Wie bereits in Knorz et al. in [80] veröffentlicht wurde lassen sich mittels „Rigorous coupled wave analysis“ (RCWA)-Simulationen<sup>10</sup> jeweils die resultierenden drei Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes berechnen. Dabei wird angenommen, dass mit einer homogenen Intensitätsverteilung Laserlicht mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm auf eine zweidimensionale Anordnung symmetrischer Pyramiden aus Silizium fällt, die mit einem 80 nm dicken  $\text{SiN}_x$  beschichtet wurden. Die RCWA-Simulation löst vollständig die Maxwell-Gleichungen für dieses System, wobei durch lokale Festlegung des imaginären Brechungsindex  $n^*$  den verschiedenen Bereichen die Eigenschaften von Luft,  $\text{SiN}_x$  und Silizium zugeordnet werden [81, 82]. Die resultierenden Feldverteilungen aus der RCWA-Simulation, welche von Marius Peters durchgeführt wurden, sind auszugsweise in Abbildung 5-17 und Abbildung 5-18 in einer

<sup>10</sup> Die Berechnungen der Feldverteilungen mittels RCWA-Simulationen wurde von Marius Peters am Fraunhofer ISE durchgeführt.

Schnittebene durch die Spitzen der Pyramiden dargestellt. Deutlich zeigen sich die Sammlungseffekte zwischen den Pyramiden durch die Reflexion an den Seitenwänden und die erhöhte Intensität an den Spitzen der Pyramiden durch die Brechung des einfallenden Lichts beim Übergang von Luft in die optisch dichteren Medien  $\text{SiN}_x$  und Silizium. Bisher wurden die resultierenden Erhöhungen in der Intensitätsverteilung auf den Spitzen und zwischen den Pyramiden anhand der Feldverteilungen auf ca. das 10-fache der eingestrahlten Intensität abgeschätzt.

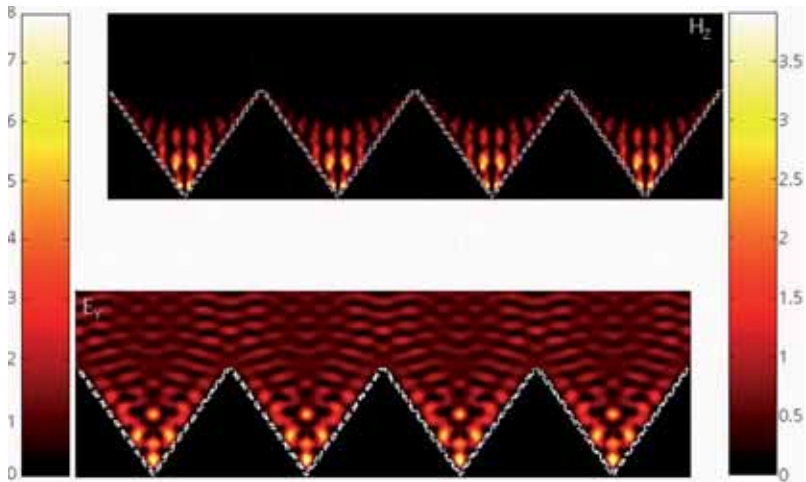


Abbildung 5-17: Graphische Darstellung elektro-magnetischen Feldkomponenten bei der Bestrahlung einer regelmäßigen zwei-dimensionalen Pyramidenstruktur mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm. Die Ergebnisse werden in einer Schnittebene durch die Pyramidenspitze angegeben und zeigt deutlich die Überhöhungen im elektromagnetischen Feld aufgrund der Reflexionen an den Seitenwänden der Pyramide.

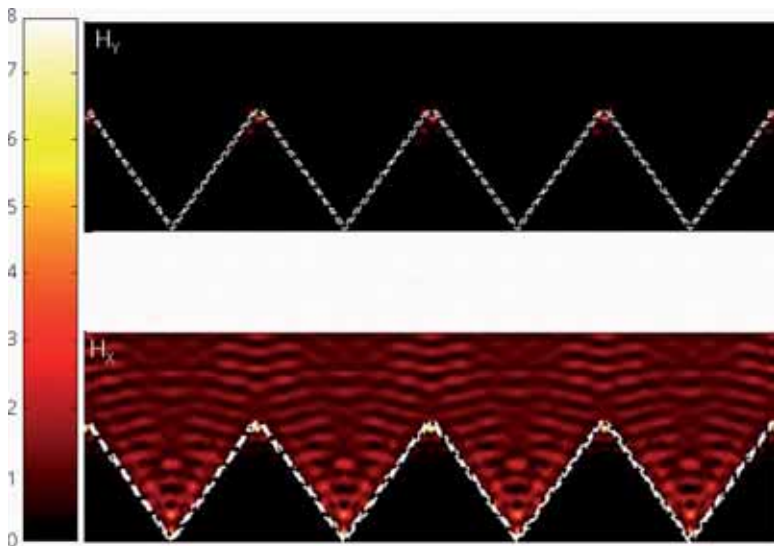


Abbildung 5-18: Graphische Darstellung elektro-magnetischen Feldkomponenten bei der Bestrahlung einer regelmäßigen zwei-dimensionalen Pyramidenstruktur mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm. Die Ergebnisse werden in einer Schnittebene durch die Pyramidenspitze angegeben und zeigt die Feldüberhöhungen in den Spitzen der Pyramiden als Resultat der Brechung des einfallenden Lichts beim Übergang in die optisch dichteren Medien  $\text{SiN}_x$  und Silizium.

Basierend auf den Berechnungen der Feldkomponenten wurde nun die Intensität des elektromagnetischen Feldes gemäß Gl. 3-5 berechnet und lokal auf der Oberfläche der Pyramide extrahiert. Die Intensitätsverteilung im Raum ist in Abbildung 5-19 a dargestellt. Über das Verhältnis der eingestrahlten Intensität  $I_0$  zur Intensität  $I_{\text{lok}}$  auf der Oberfläche der Pyramide können die lokalen Intensitätserhöhungen, wie in Abbildung 5-19 b dargestellt, quantifiziert werden. In der Mitte zwischen zwei Pyramiden wird rund das 13,4-fache der eingestrahlten Intensität erreicht, wohingegen an der Spitze der Pyramide die Intensität nur das 2,8-fache der eingestrahlten Intensität beträgt. Die schwankenden Intensitäten auf den Seitenflächen kommen aufgrund von konstruktiver Interferenz zustande.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die bisherige Abschätzung der Intensitätserhöhung um das 10-fache der eingestrahlten Intensität zwischen den Pyramiden in der richtigen Größenordnung lag, an den Spitzen der Pyramiden jedoch deutlich überschätzt wurde. Im Vergleich zu den vorangegangenen Rechnungen basierend auf geometrischen Betrachtungen kann festgehalten werden, dass die Effekte von ihren Mechanismen her korrekt erfasst werden. Die Quantität wird jedoch im Fall der Sammlung des Lichts zwischen den Pyramiden unterschätzt und im Fall der Brechung an den Spitzen der Pyramiden überschätzt. Zu beachten ist, dass in diesen theoretischen Betrachtungen keine Veränderungen der Oberfläche wie z. B. partieller Abtrag

des Siliziums, ein verändertes Absorptionsverhalten aufgrund von Erwärmung etc. beinhaltet sind und daher die angegebenen Intensitätserhöhungen lediglich Richtwerte darstellen.

Für die Strukturierung auf texturierten Oberflächen ist weiterhin zu beachten, dass die Schwellfluenz  $\Phi_{Tr}$  auf planen Oberflächen bestimmt wird und auf einer durchgehenden kreisförmigen Öffnung basiert (vgl. Kapitel 4.9). Aufgrund der lokalen Intensitätserhöhungen können dieselben Schichten auf texturierten Oberflächen bei deutlich niedrigeren Fluenzen  $\Phi$  abgetragen und die Schwellfluenz  $\Phi_{Tr}$  nicht mehr eindeutig über dieses Verfahren bestimmt werden.

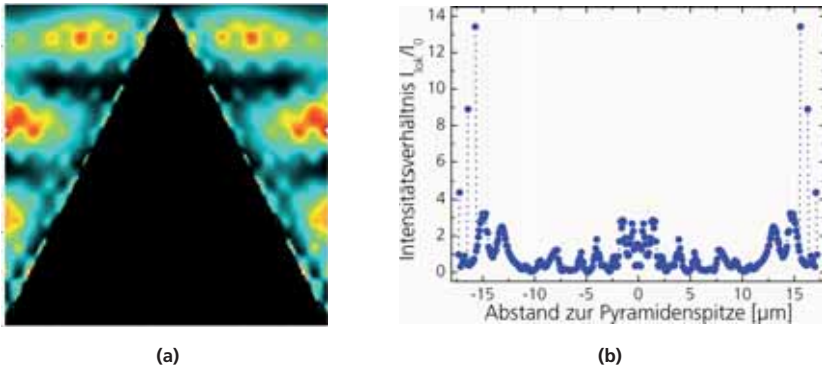


Abbildung 5-19: (a) zeigt graphisch die resultierende Intensitätsverteilung bei senkrechter Bestrahlung einer regelmäßig texturierten Oberfläche. In (b) sind die Intensitäten auf der Oberfläche der Pyramide extrahiert und im Verhältnis zur eingestrahnten Intensität aufgetragen. Dabei zeigt sich eine Erhöhung um das 14-fache zwischen zwei Pyramiden und um rund das Dreifache an der Spitze der Pyramiden.

### 5.4.5 Einfluss des Strahlprofils

Wie bereits in Kapitel 5.3.4 diskutiert wurde, führt mindestens 63 % der eingestrahnten Pulsenergie  $E_{puls}$  bei der Öffnung einer dielektrischen Schicht auf einer planen Oberfläche und einer gaußförmigen Intensitätsverteilung nur zur Erwärmung und Schädigung des Siliziumsubstrates. Wird bei einer homogenen Intensitätsverteilung (Flat-Top) die Schwellfluenz  $\Phi_{Tr}$  eingestellt, so wird ein Minimum an Schädigung erzeugt und die größtmögliche Energieeffizienz erreicht. Im Folgenden soll nun untersucht werden wie die lokalen Intensitätserhöhungen durch die Wechselwirkung zwischen Textur und kohärent eingestrahlt Laserlicht die Effizienz des Laserprozesses beeinflusst. Dabei soll mit einer Schwellfluenz  $\Phi_{Tr}$  von  $5,3 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  eine dielektrische Schicht auf einem Siliziumsubstrat mit einem Durchmesser  $d$  von  $8 \mu\text{m}$  geöffnet werden. Abbildung 5-20 a zeigt orts aufgelöst die Fluenz  $\Phi$  für ein Gauß-Profil mit einem Radius  $w_0$  von  $10,2 \mu\text{m}$  und ein Flat-Top-Profil, welche die entsprechende  $8 \mu\text{m}$  breite Öffnung auf einer planen Oberfläche erzeugen. Werden diese beiden Laserpulse auf eine texturierte Oberfläche eingestrahlt, deren Pyramiden einen Basisdurchmesser von  $5 \mu\text{m}$  besitzen, so verändert sich die lokale Fluenz  $\Phi$  durch optische Effekte. Wird vereinfachend angenommen,



dass an Spitzen und in den Tälern eine Erhöhung um einen Faktor  $X_{up} = 10$  stattfindet, ergeben sich die in Abbildung 5-20 b dargestellten Fluenzverläufe. Dabei zeigt sich, dass aufgrund der lokalen Intensitätsmaxima der geöffnete Bereich für das Gauß-Profil mehr als verdoppelt wird, wobei nicht im gesamten Bereich die Schwellfluenz  $\Phi_{Tr}$  überschritten ist. Ist es für einen Prozess nicht zwingend notwendig den gesamten Bereich zu öffnen, so kann auf texturierten Oberflächen die Fluenz  $\Phi$  im Vergleich zur Bearbeitung des identischen Schichtsystems auf einer planen Oberfläche deutlich reduziert werden. Unter der Annahme, dass genau am Rand  $r_{Rand}$  der gewünschten  $8\ \mu\text{m}$  breiten Öffnung eine Intensitätserhöhung stattfindet, ergibt sich gemäß Gl. 5-6 und Gl. 5-7, dass auf einer texturierten Oberfläche nur ein Zehntel der Maximalfluenz  $\Phi_{0,plan}$  für plane Oberflächen verwendet werden muss. Dadurch steigt die Effizienz des Laserprozesses und die überschüssige Energie, welche Schädigung im Silizium erzeugt, sinkt deutlich ab (vgl. Abbildung 5-20 b). Zu beachten ist, dass diese Abschätzung aufgrund der Lokalität und Höhe der Intensitätsmaxima eine untere Grenze für die Maximalfluenz  $\Phi_{0,Textur}$  darstellt.

$$\Phi_{Textur}(r_{Rand}) = X_{up} \cdot \Phi_{Plan} \tag{Gl. 5-6}$$

$$\Phi_{0,Textur} = \frac{\Phi_{0,Plan}}{X_{up}} \tag{Gl. 5-7}$$

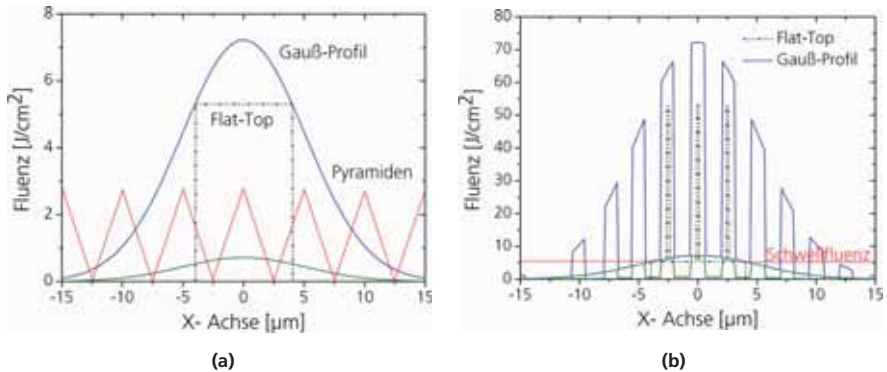


Abbildung 5-20 (a) zeigt ein Gauß-Profil (blau) und ein Flat-Top-Profil um eine  $8\ \mu\text{m}$  breite Öffnung auf einer planen Oberfläche zu erzeugen. Aufgrund der lokalen Intensitätserhöhungen verändert sich die örtliche Intensitätsverteilung bei der Bearbeitung einer texturierten Oberfläche wie in (b) dargestellt. Durch die lokalen Intensitätsmaxima wird die Breite des geöffneten Bereichs im Falle des Gauß-Profils mehr als verdoppelt. Ist es für einen Prozess nicht notwendig, dass die gesamte bestrahlte Fläche geöffnet wird, so kann für eine  $8\ \mu\text{m}$  breite Öffnung durch die lokalen Erhöhungen eine deutlich niedrigere Maximalfluenz  $\Phi_0$  verwendet werden. Das Gauß-Profil mit der niedrigeren Maximalfluenz  $\Phi_0$  ist in beiden Graphen grün eingezeichnet.

## 5.4.6 Laserinduzierte Schädigung auf alkalisch texturierten Oberflächen

Im Folgenden wird der Einfluss der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die laserinduzierte Schädigung bei der Strukturierung dünner dielektrischer Schichten auf texturierten Oberflächen untersucht. Die Quantifizierung der Schädigung erfolgt durch die Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  in den strukturierten Bereichen. Aus den vorangegangenen Untersuchungen zeigte sich, dass auf planen Oberflächen Strukturierungen mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps (Strahlquelle Lumera Super Rapid) zu deutlich geringeren Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  führt als die Strukturierung mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns (Strahlquelle Avia-x-355). REM-Aufnahmen zeigten neben den in jedem Fall auftretenden lokalen Intensitätserhöhungen Unterschiede in der Oberflächentopographie und dem Einfluss auf die dielektrische Schicht zwischen den ultra-kurzen Pulslängen 400 fs, 10 ps und Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns. So wurde die dielektrische Schicht von den ultra-kurzen Pulsen nicht verändert und nur das Silizium erhitzt. Das bestrahlte Silizium wird auch in Gebieten in denen die dielektrische Schicht nicht entfernt wird aufgeraut.

Das experimentelle Vorgehen bei der Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  folgt im Allgemeinen dem in Kapitel 5.3.2 vorgestellten Experiment dessen Ablauf graphisch in Abbildung 5-3 dargestellt ist. Auf Abweichungen in der Prozessierung oder des Ausgangsmaterials wird explizit im Text hingewiesen. Eine wichtige Größe für die korrekte Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  ist die durch den Laserpuls geöffnete Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$ . Auf planen Oberflächen gut durch Mikroskopbilder zu bestimmen, steigt die Unsicherheit in der Flächenbestimmung auf texturierten Oberflächen deutlich durch die lokalen Intensitätserhöhungen und die daraus variierende Form der Öffnung, wie in Abbildung 5-21 zu beobachten ist. Für die Bestimmung der geöffneten Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  mussten somit REM-Aufnahmen angefertigt und für jeden Laserparameter die geöffnete Fläche  $F_{\text{Öffnung}}$  an verschiedenen Stellen bestimmt werden. Aus diesen Werten wurde ein Mittelwert gebildet und es wurde angenommen, dass dieser Mittelwert die Fläche einer kreisförmigen Öffnung angibt, dies geschah analog zur Strukturierung auf einer planen Oberfläche. Für den Durchmesser dieser Öffnung wurde ein relativer Fehler von 100 % angenommen, wodurch sich gemäß gaußscher Fehlerfortpflanzung die in Gl. 5-8 und Gl. 5-9 wiedergegebenen Fehler für den Flächenbedeckungsgrad FB und die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  ergeben. Die Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ausgang}}$  und  $J_{\text{OE, nach Ablation}}$  werden nach Gl. 2-13 direkt aus den gemessenen Lebensdauern  $\tau_{\text{eff}}$  berechnet. Der relative Fehler der gemessenen Lebensdauern  $\tau_{\text{eff}}$  beträgt 10 % und überträgt sich aufgrund der gegebenen Abhängigkeit auf die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ausgang}}$  und  $J_{\text{OE, nach Ablation}}$ .

$$s_{\text{FB}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \text{FB}}{\partial d}\right)^2} \cdot s_d^2 = \sqrt{\frac{\partial}{\partial d} \left(\frac{d^2 \cdot \pi}{4 L_{\text{Pitch}}^2}\right)^2} \cdot s_d^2 = 2 \cdot \frac{\text{FB}}{d} \cdot s_d \quad \text{Gl. 5-8}$$

$$\begin{aligned}
 S_{J_{0E,Ablation}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial J_{0E,Ablation}}{\partial J_{0E,Ausgang}}\right)^2 S_{J_{0E,Ausgang}}^2 + \left(\frac{\partial J_{0E,Ablation}}{\partial J_{0E,nach Ablation}}\right)^2 S_{J_{0E,nach Ablation}}^2 + \left(\frac{\partial J_{0E,Ablation}}{\partial FB}\right)^2 S_{FB}^2} \\
 &= \sqrt{\left(\frac{1}{FB^2}\right)^2 S_{J_{0E,Ausgang}}^2 + \left(\frac{1-FB}{FB}\right)^2 S_{J_{0E,nach Ablation}}^2 + \left(\frac{J_{0E,Ausgang} - J_{0E,nach Ablation}}{FB^2}\right)^2 S_{FB}^2}
 \end{aligned}
 \tag{Gl. 5-9}$$

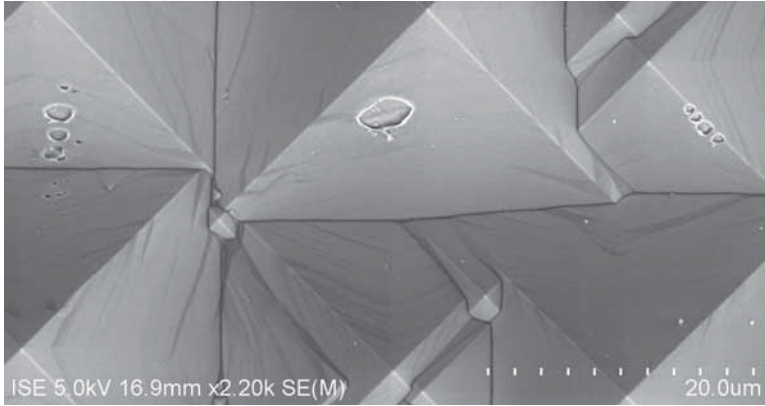


Abbildung 5-21: REM-Aufnahme einer alkalisch texturierten Oberfläche deren  $\text{SiN}_x$ -Beschichtung lokal mit Laserpulsen einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns entfernt wurde. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen texturierter Oberfläche und kohärent eingestrahltm Laserlicht variiert die lokale Intensitätsverteilung und damit die resultierende Form der Öffnung je nachdem auf welche Struktur (Seitenfläche, Pyramidenspitze oder Flanke) das Laserlicht fällt.

Die Strukturierung einer Antireflex-Schicht auf einer alkalisch texturierten Oberfläche bildet die Grundlage für ein neuartiges Vorderseiten-Metallisierungskonzept, das in Kapitel 2.8.2 vorgestellt wird. Um möglichst wenige Unterschiede zwischen den später gefertigten Solarzellen und den Proben zur Bestimmung der laserinduzierten Schädigung zu haben, wurden in diesem Versuch in ihrem Aufbau asymmetrische Proben verwendet. Die Proben besitzen einen Emitter mit einem Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  von 120 Ohm/sq. und eine plane, nicht diffundierte Rückseite, die mit einer 105 nm dicken, thermisch gewachsenen  $\text{SiO}_2$ -Schicht passiviert ist. Für die Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{RS}}$  auf der Rückseite der Solarzelle wurden symmetrische Proben hergestellt. Diese durchliefen mit Ausnahme der Entfernung des 105 nm dicken Siliziumoxids dieselbe Prozessfolge, so dass diese Proben weder durch die Textur noch die Diffusion beeinträchtigt wurden. Durch Messung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  konnte die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{RS}}$  gemäß Gl. 2-10 zu  $30 \text{ cm s}^{-1}$  bestimmt werden. Die Strukturierung des  $\text{SiO}_2$ - $\text{SiN}_x$  Antireflex-Schichtsystems wurde entsprechend nur auf der Vorderseite durchgeführt. Die Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  aus der

effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  erfolgt gemäß Gl. 2-7 unter Verwendung des in [83] vorgestellten Programms.

Um die Abhängigkeit der laserinduzierten Schädigung von der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  zu bestimmen, wurden für die Strukturierung drei verschiedene Laserquellen eingesetzt. Zwei Laserquellen (Avia-x-355, Lumera Super Rapid) emittieren bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns bzw. 10 ps, die dritte Quelle (Jenoptik D2.fs) emittiert bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 400 fs. Die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  wird ab dem Einsetzen des Schichtabtrags an erhöht. Für die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ausgang}}$  vor der Strukturierung ergab sich ein Mittelwert von  $210 \pm 15 \text{ fA cm}^{-2}$ .

Die resultierenden Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  sind in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  in Abbildung 5-22 dargestellt. Für die Strukturierung mit ns- und ps-Pulsen zeigt sich ein Anstieg der laserinduzierten Schädigung<sup>11</sup> mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ . Für die Strukturierung mit fs-Pulsen ergibt sich eine relativ hohe Schädigung von mindestens  $51 \pm 6 \text{ pA cm}^{-2}$ , wobei die Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nahezu konstant bleiben.

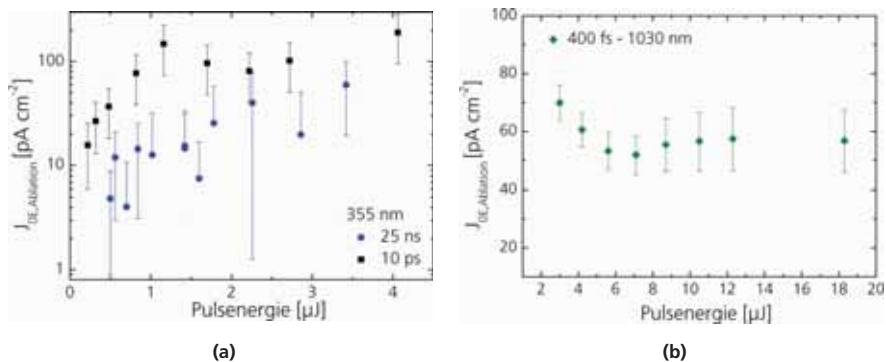


Abbildung 5-22: (a) zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  für die Strukturierung eines  $\text{SiO}_2\text{-SiN}_x$ -Schichtsystems auf einer alkalisch texturierten Oberfläche mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und 25 ns. Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nimmt für beide Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  zu. Die ps-Pulse erzeugen eine deutlich höhere Schädigung des Siliziums als die Strukturierung mit ns-Pulsen. Die in (b) wiedergegebenen Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  für die Strukturierung mit 400 fs langen Laserpulsen und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm zeigen eine hohe Schädigung im Silizium und nur eine geringe Abhängigkeit von der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ .

Für die Strukturierung mit ps-Pulsen ergibt sich eine minimale Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  von  $15 \pm 10 \text{ pA cm}^{-2}$  und ein steiler Anstieg der Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ . Im Vergleich zur Strukturierung des identischen

<sup>11</sup> Aufgrund der großen Differenz zwischen den Emittersättigungsstromdichten vor und nach Strukturierung wird hier die Schädigung im Emittter mit deutlich erhöhten Werten der Emittersättigungsstromdichte gleichgesetzt.

Schichtsystems auf planen Oberflächen erhöht sich die laserinduzierte Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  mit ps-Pulsen um eine Größenordnung. Bei Verwendung von ns-Pulsen ergibt sich eine deutlich geringere Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  von  $4 \pm 6 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Diese liegt damit im Bereich der Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$ , die mit ps-Pulsen auf planen Oberflächen erreicht wird (vgl. Tabelle 5-1). Der Anstieg der Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  fällt im Vergleich zu den mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben deutlich flacher aus.

Auf texturierten Oberflächen dreht sich somit das Verhältnis zwischen Pulslänge  $L_{Puls}$  und erzeugter Schädigung in Form der Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  um. Ultra-kurze Pulse mit Pulsängen  $L_{Puls}$  im fs- und ps-Regime erzeugen eine um eine Größenordnung höhere Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  als Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns.

Um den Einfluss der räumlichen Intensitätsverteilung auf die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  zu untersuchen, wurde für die Strukturierung des  $\text{SiO}_2\text{-SiN}_x$ -Schichtsystems ein Excimer-Laser Altex 500 Si verwendet. Diese Laserquelle besitzt eine Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 4 ns und erzeugt  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  große Öffnungen mit einer homogenen Intensitätsverteilung. Die Ergebnisse der Sättigungsstromdichten  $J_{OE, Ablation}$  sind in Abbildung 5-23 dargestellt und zeigen einen minimalen Wert von  $2 \text{ pA}/\text{cm}^2$ , der noch etwas tiefer liegt als die minimalen Sättigungsstromdichten  $J_{OE, Ablation}$ , die mit einem Gauß-Profil und ähnlicher Wellenlänge  $\lambda$  erzielt wurden. Obwohl die Sättigungsstromdichten  $J_{OE, Ablation}$  nicht signifikant gesunken sind, ergeben sich zwei deutliche Vorteile bei der Verwendung der homogenen Intensitätsverteilung. Zum einen kann ein deutlich breiterer Bereich mit einem Puls geöffnet werden, wodurch die Prozesszeit mindestens halbiert werden kann und zweitens ist die Sättigungsdichte  $J_{OE, Ablation}$  weniger stark abhängig von der verwendeten Pulsenergie  $E_{Puls}$ . Daraus resultiert ein deutlich schnellerer Prozess der deutlich stabiler gegenüber Schwankungen in der Laserleistung ist. Dass die Differenz zwischen den erzeugten Emittersättigungsstromdichten auf texturierten Oberflächen zwischen homogenen und gaußförmigen Intensitätsverteilungen deutlich geringer ausfällt als auf planen Oberflächen, ist auf die lokalen Überhöhungseffekte und damit verbundenen niedrigeren Fluenzen  $\Phi$  der gaußförmigen Intensitätsverteilungen zurückzuführen.

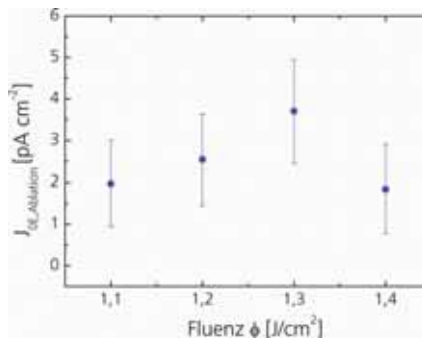


Abbildung 5-23: zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Ablation}$  in Abhängigkeit der Fluenz  $\Phi$ . Für die Strukturierung eines  $SiO_2$ - $SiN_x$ -Schichtsystems auf einer alkalisch texturierten Oberfläche mit Pulslängen  $L_{Puls}$  von 4 ns, einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einem Flat-Top-Profil.

#### 5.4.7 Einfluss der Metallisierung

Um zu untersuchen wie sich die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Abl+Met}$  in den geöffneten Bereichen nach einer anschließenden Metallisierung entwickelt, wurde auf die Proben des vorangegangenen Experiments eine Nickel-Saatschicht abgeschieden. Vor der Nickel-Abscheidung wird das native Oxid auf der Siliziumoberfläche durch einen kurzen Ätzschritt in einprozentiger Flusssäure HF entfernt. Das Abscheiden der Saatschicht erfolgt lichtunterstützt und kontaktlos in einem nasschemischen Bad und nur an den Stellen, an denen die Antireflex-Schicht entfernt und die Siliziumoberfläche freigelegt wurde. Da die abgeschiedene Nickel-Schicht noch keinen elektrischen Kontakt zum Silizium hat, werden die Proben gesintert. Während der Erwärmung der Proben auf ca. 300 C bildet sich ein Nickelsilizid, wobei das hierfür benötigte Silizium aus der Emitterschicht an der Oberfläche bereit gestellt wird (vgl. [36]). Damit verbraucht die Kontaktbildung, wie in Abbildung 5-24 a dargestellt, einen Teil des Emitters, der durch die Öffnung der Antireflex-Schicht geschädigt wurde. Im Anschluss an die Kontaktbildung wird die Lebensdauer der Proben gemessen und analog zu den vorherigen Experimenten die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Abl+Met}$  in den lasergeöffneten und metallisierten Bereichen berechnet.

Die ermittelten Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, Abl+Met}$  sind in Abbildung 5-24 b in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  und für Pulslängen  $L_{Puls}$  von 25 ns und 10 ps im Vergleich zu den Emittersättigungsstromdichten nach Strukturierung  $J_{0E, Ablation}$  dargestellt. Für eine bessere Übersichtlichkeit wurde auf eine Darstellung der Fehlerbalken verzichtet. Es zeigt sich, dass durch die Metallisierung die Abhängigkeiten der Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Abl+Met}$  von Pulslänge  $L_{Puls}$  und Pulsenergie  $E_{Puls}$  nicht verändert werden. Laserpulse einer Länge von 10 ps erzeugen eine um mindestens eine Größenordnung höhere Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Abl+Met}$  als Laserpulse einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns und die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, Abl+Met}$  nimmt mit zunehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  zu. Die absoluten Werte der

Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Abl+Met}$  steigen leicht gegenüber den Emittersättigungsstromdichten  $J_{OE, Abl}$  nach Laseröffnung an, wobei der Anstieg im Vergleich zu den Unsicherheiten verschwindend gering ausfällt.

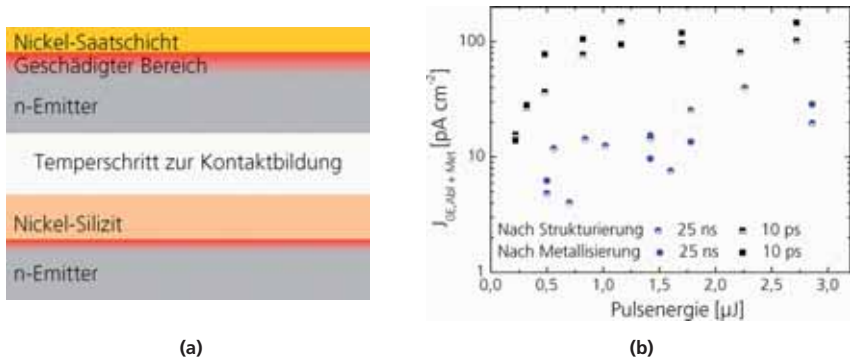


Abbildung 5-24: (a) zeigt schematisch den Prozessablauf zur Kontaktbildung. Nach der lokalen Öffnung einer Antireflex-Schicht wird kontaktlos eine Nickelsaat-Schicht auf die freiliegende Siliziumoberfläche abgeschieden. Durch einen kurzen Temperschnitt wird der Kontakt zwischen Nickel und Silizium durch die Bildung eines Nickelsilizids hergestellt. Das Silizium, das für die Bildung dieses Silizids notwendig ist, wird durch den Emitter zur Verfügung gestellt, so dass bei der Kontaktbildung ein Teil des geschädigten Siliziums verbraucht wird. (b) zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Abl+Met}$  in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  für die Strukturierung eines  $\text{SiO}_2\text{-SiN}_x$ -Schichtsystems auf einer alkalisch texturierten Oberfläche nach der anschließenden Kontaktierung. Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  nimmt für beide Pulslängen  $L_{Puls}$  die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  ebenfalls zu.

#### 5.4.8 Laserinduzierte Schädigung auf sauer texturierten Oberflächen

Sauer texturierte Oberflächen wie in Abbildung 5-1 b dargestellt, besitzen keine unregelmäßig angeordneten Pyramiden und nur eine geringe Nahordnung. Die Strukturen besitzen keine steilen Seitenflächen, so dass Sammlungseffekte durch Reflektionen deutlich geringer ausfallen als auf alkalisch texturierten Oberflächen und die örtliche Intensitätsverteilung kaum vom eingestrahlenen Gauß-Profil abweicht. Um herauszufinden ob hauptsächlich die lokalen Intensitätsmaxima in Kombination mit ultra-kurzen Pulsen zu einer extremen Erhöhung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  führen, wurde die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  auf symmetrisch aufgebauten Proben mit sauer texturierten Oberflächen bei Strukturierung der Antireflex-Schicht in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  für Pulslängen  $L_{Puls}$  von 10 ps und 25 ns bestimmt.

Die resultierenden Emittersättigungsstromdichten  $J_{OE, Ablation}$  sind in Abbildung 5-25 a in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  für beide Pulslängen  $L_{Puls}$  dargestellt. Bei der Strukturierung des  $\text{SiO}_2\text{-SiN}_x$ -Schichtsystems mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps wird eine minimale Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  von  $17 \pm 6 \text{ pA cm}^{-2}$  und mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  25 ns von

$4 \pm 3 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$  erreicht. Wiederum steigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  für ultra-kurze Pulse deutlich steiler mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  an als für Pulse mit einer Pulslänge von 25 ns. In Abbildung 5-25 b ist die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Proben vor und nach Strukturierung mit ultra-kurzten Pulsen aufgeführt. Wird die minimale Pulsenergie  $E_{\text{Puls, min}}$  bei welcher der Abtrag der Antireflex-Schicht einsetzt, nur um  $1 \mu\text{J}$  erhöht, so sinkt die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Proben auf unter  $10 \mu\text{s}$ .

Die Ergebnisse stimmen mit den Untersuchungen zur laserinduzierten Schädigung auf alkalisch texturierten Oberflächen überein. Wiederum erzeugen Pulse mit einer Länge von 10 ps eine um eine Größenordnung höhere Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  als 25 ns lange Laserpulse derselben Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm.

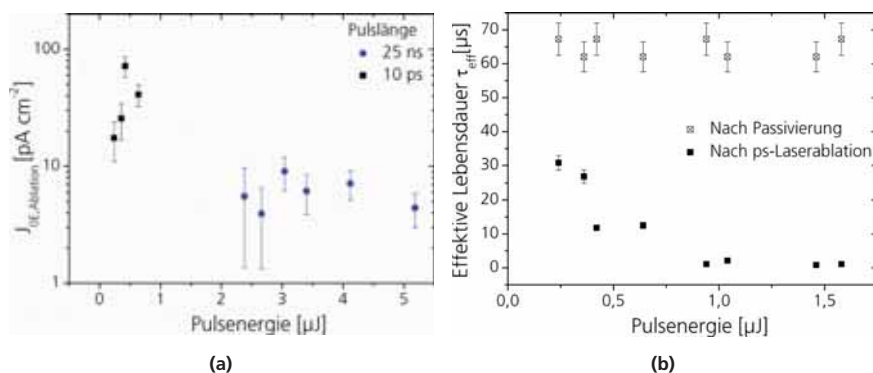


Abbildung 5-25: (a) zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  für sauer texturierte Siliziumwafer deren  $\text{SiO}_2$ - $\text{SiN}_x$ -Passivierungsschicht mit Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und 25 ns strukturiert wurde. Die Ablation mit ps-Pulsen verursacht eine um ca. eine Größenordnung höhere Schädigung als die Ablation mit ns-Pulsen. Für Proben mit Lebensdauern kleiner als  $10 \mu\text{s}$  wurde die Emittersättigungsstromdichte nicht mit in die Grafik aufgenommen. (b) zeigt die effektive Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  vor und nach Strukturierung eines  $\text{SiO}_2$ - $\text{SiN}_x$ -Schichtsystems auf einer sauer texturierten Siliziumwafern mit ca. 10 ps langen Laserpulsen der Wellenlänge  $\lambda$  355 nm in Abhängigkeit der verwendeten Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$ .

Auch auf sauer texturierter Oberfläche wurde der Einfluss des räumlichen Strahlprofils untersucht und die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 4 ns bestimmt. Die Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  sind in Abhängigkeit der Fluenz  $\Phi$  in Abbildung 5-26 dargestellt und liegen bei ca.  $2,5 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Damit können die Emittersättigungsstromdichten  $J_{\text{OE, Ablation}}$  noch einmal gesenkt werden, was neben dem homogenen Strahlprofil ebenfalls auf die Absorption in der  $\text{SiN}_x$ -Schicht zurückzuführen ist, die bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm deutlich stärker ist als bei 355 nm.



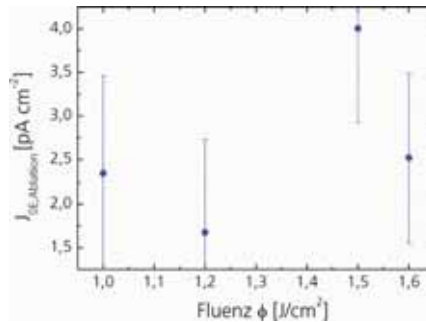


Abbildung 5-26: zeigt die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  in Abhängigkeit der Fluenz  $\phi$  für die Strukturierung eines  $SiO_2$ - $SiN_x$ -Schichtsystems auf einer sauer texturierten Oberfläche mit Pulslängen  $L_{Puls}$  von 4 ns, einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einem Flat-Top-Profil.

#### 5.4.9 Modell zur Strukturierung auf texturierten Oberflächen

Bei der Strukturierung dielektrischer Schichten auf texturierten Oberflächen mit Pulslängen  $L_{Puls}$  von 10 ps und 25 ns treten grundlegend die gleichen Mechanismen auf, die bereits zur Modellbildung in Kapitel 5.3.6 auf planen Oberflächen geführt haben. Zusätzlich treten jedoch optische Effekte durch die Kombination von kohärent eingestrahlt Laserlicht und regelmäßig strukturierter Oberfläche auf.

Bedingt durch Reflexion und Brechung entstehen lokale Veränderungen der Intensitätsverteilung gegenüber dem eingestrahlt Gauß-Profil. So wird vor allem an den Spitzen und zwischen den Pyramiden aufgrund einer erhöhten Intensität vermehrt Material abgetragen.

Unterschiede zwischen den Pulslängen  $L_{Puls}$  zeigen sich vor allem bei Oberflächenstruktur des Siliziums und der dielektrischen Schicht nach Bestrahlung. Ultra-kurze Pulse mit Pulslängen  $L_{Puls}$  von 400 fs und 10 ps werden nur zu marginalen Anteilen in der Antireflex-Schicht absorbiert, so dass keine optische Veränderung in der Schicht auftritt. Pulse mit einer Länge  $L_{Puls}$  von 25 ns werden hingegen von einer  $SiN_x$ -Schicht absorbiert, so dass die Schicht in Randbereichen um die geöffneten Bereiche strukturelle Veränderungen aufweist. Das freigelegte Silizium besitzt eine glatte Oberfläche. Im Gegensatz hierzu erzeugen ps- und fs-Pulse auf den Seitenwänden der Pyramiden eine aufgeraute Oberflächenstruktur des Siliziums. Durch die Absorption in der Antireflex-Schicht und der längeren Wechselwirkungszeit wird bei der Bestrahlung mit ns-Pulsen die Antireflex-Schicht nur lokal geöffnet. Bei ultra-kurzten Pulsen hingegen wird die Antireflex-Schicht großflächig entfernt.

Die Emittersättigungsdichte  $J_{OE, Ablation}$  als Maß für die Schädigung ist für ultra-kurzten Pulsen sowohl bei alkalisch als auch bei sauer texturierten Oberflächen um eine Größenordnung höher als bei der Strukturierung mit Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns, welche nur ca.  $4 pA \cdot cm^{-2}$  beträgt. Die laserinduzierte Schädigung fällt also nicht per se aufgrund der lokalen Intensitätsmaxima höher

aus als auf planen Oberflächen. Sondern vielmehr dreht sich die Abhängigkeit der Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, Ablation}$  von der Pulslänge  $L_{Puls}$  im Vergleich zum Abtrag auf planen Oberflächen um. Die längeren Pulse erzeugen eine um eine Größenordnung geringere Schädigung als ultra-kurze Pulse. Da die thermische und optische Eindringtiefe unabhängig von der Oberflächentopographie ist, muss die Rekristallisation in die unterschiedlichen Kristallrichtungen und die Rekristallisationszeit ausschlaggebend für den Schädigungsgrad des Siliziums sein.

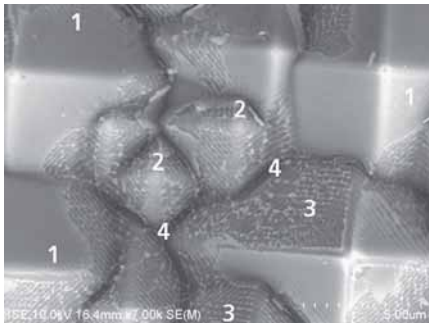
Der Einfluss des Strahlprofils fällt auf texturierten Oberflächen deutlich geringer aus, da die lokalen Intensitätserhöhungen die Verwendung deutlich geringerer Fluenzen  $\Phi$  erlauben.

## 5.5 Störung der Kohärenz

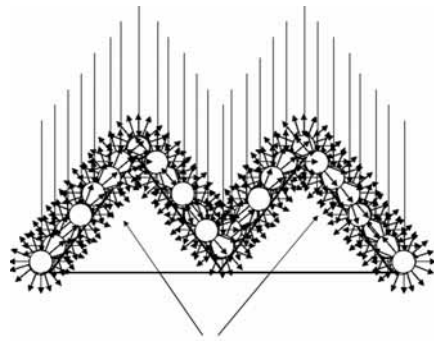
Wie im vorherigen Abschnitt festgestellt wurde, führt die Kombination von einer regelmäßig strukturierten Oberfläche und kohärent eingestrahlt Laserlicht zu optischen Effekten, die lokal zu höheren Abträgen führen. Wird eine texturierte Oberfläche mit Laserpulsen im ns-Regime bestrahlt, so wird die dielektrische Beschichtung nur an Stellen hoher Intensität  $I$  entfernt. Bei ultra-kurzen Pulsen ist die freigelegte Oberfläche aufgeraut und stark geschädigt. Die charakteristischen Strukturen bei der Strukturierung mit ultra-kurzen Laserpulsen sind in Abbildung 5-27 a dargestellt:

1. Schädigung des Siliziums unterhalb einer intakten Antireflex-Schicht
2. Hoher Abtrag von Silizium an den Pyramidenspitzen aufgrund von brechungsbedingten Intensitätsmaxima
3. Hohe Schädigung des Siliziums an den Seitenflächen der Pyramiden aufgrund der kurzen Wechselwirkungszeit mit deutlich erkennbarem Interferenzmuster
4. Vermehrter Siliziumabtrag zwischen den Pyramiden aufgrund von reflexionsbedingten Sammlungseffekten

Es wäre für den Strukturierungsprozess optimal, wenn die bestrahlte Fläche mit einer möglichst homogenen Intensitätsverteilung geöffnet und das freigelegte Silizium so wenig wie möglich geschädigt würde. Eine Möglichkeit dies zu erreichen, ist das einfallende Licht zu streuen und somit die Winkelverteilung des Lichts zu erhöhen, wie es schematisch in Abbildung 5-27 b dargestellt ist. Durch eine größere Winkelverteilung des eingestrahlt Lichts wird die Kohärenz des Laserlichts gestört, wodurch Effekte wie Interferenz verhindert werden und die Erhöhungen durch Brechungseffekte deutlich reduziert werden. Eine Streuung des Laserlichts kann schon im Strahlengang des Lasers z. B. durch eine streuende Platte realisiert werden oder direkt auf der zu bearbeitenden Probe. Da die Vergrößerung der Winkelverteilung im Strahlengang unweigerlich zu einem hohen Leistungsverlust führen würde, wurde für genauere Untersuchungen die Streuung auf der Probeoberfläche weiterverfolgt.



(a)



Homogenisierte Intensitätsverteilung

(b)

Abbildung 5-27 (a) REM-Aufnahme einer alkalisch texturierten Siliziumoberfläche, die mit einer  $\text{SiN}_x$ -Antireflex-Schicht beschichtet ist. Die dielektrische Schicht wurde mit einem einzelnen Laserpuls einer Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  von 10 ps und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm entfernt. Die mit Zahlen markierten Gebiete weisen auf einen erhöhten Abtrag bzw. eine vermehrt geschädigte Oberfläche mit intakter oder entfernter Antireflex-Schicht hin. In (b) ist schematisch die Homogenisierung des eingestrahelten Lichts durch Streuung an einem Medium auf der Probenoberfläche dargestellt.

Das streuende Medium auf der Probenoberfläche muss verschiedene technische und physikalische Voraussetzungen erfüllen. So muss das Medium leicht auf die Oberfläche aufgebracht werden und nach der Strukturierung einfach entfernt werden können. Das Material sollte möglichst kostengünstig sein und zu keinen Verunreinigungen im Silizium führen. Bei der verwendeten Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm sollte es das Licht möglichst effizient streuen. Aufgrund seiner technischen Vorteile wurde als streuendes Medium Siliziumdioxid gewählt, das in Form von Nanokugeln mit Durchmessern ab 100 nm an erhältlich ist. Da die Kugeln aus Siliziumoxid in Flußsäure HF entfernt werden können und im Anschluss an die Öffnung der Antireflex-Schicht in der Regel ein kurzer Ätzschritt in Flußsäure HF zur Entfernung des nativen Oxids auf der Siliziumoberfläche folgt, muss nur das Aufbringen der Nanokugeln als zusätzlicher Schritt in der Prozesskette ergänzt werden.

Um abzuschätzen welche Partikelgröße zu einer möglichst effizienten Streuung führt, wurde die elastische Streuung einer ebenen Welle an einem sphärischen Streuer theoretisch betrachtet. Die im Folgenden dargestellte Beschreibung orientiert sich an den Ausführungen in [84], wobei der Schwerpunkt nicht auf einer Herleitung sondern auf die hier benötigten Parameter gelegt wird. Streuungen bei denen der Umfang des Streuers im Bereich der Wellenlänge  $\lambda$  des eingestrahelten Lichts liegt, werden durch die Mie-Theorie beschrieben [85]. Die Mie-Theorie beschreibt die Felder innerhalb und außerhalb des Streuers als Überlagerung von Partialwellen, die über Streukoeffizienten gewichtet werden. Die Felder ergeben sich durch Lösung der Wellengleichungen in Gl. 5-10 zu unendlichen Reihen mit Streukoeffizienten  $a_n$  und  $b_n$ . Die Streukoeffizienten und die sich daraus ergebende Streueffizienz  $Q_{\text{Sc}}$ , die gemäß Gl. 5-11

definiert ist, können numerisch berechnet werden<sup>12</sup> [86]. Die Streueffizienz  $Q_{SC}$  gibt an, bei welchem Größenparameter  $x$  die einfallende Strahlung am effektivsten gestreut wird. Der Größenparameter ist proportional zum Verhältnis des Umfangs  $u$  des streuenden Partikels zur Wellenlänge  $\lambda$ .

$$\Delta \vec{E} + k^2 \cdot \vec{E} = 0 \qquad \Delta \vec{H} + k^2 \cdot \vec{H} = 0 \qquad \text{Gl. 5-10}$$

$$Q_{SC} = \frac{C_W}{\pi \cdot r_{Kugel}^2} \qquad \text{Gl. 5-11}$$

$Q_{SC}$  – Streueffizienz       $r_{Kugel}$  – Radius des Streuers       $C_W$  - Wirkungsquerschnitt

$$x = \frac{d \cdot \pi}{\lambda} \qquad \text{Gl. 5-12}$$

$d$  – Durchmesser des Streuers       $\lambda$  - Wellenlänge       $x$  - Größenparameter

In Abbildung 5-28 a ist die Streueffizienz  $Q_{SC}$  in Abhängigkeit des Größenparameters  $x$  aufgetragen und zeigt eine hohe Streueffizienz zwischen Größenparametern  $x$  von 3,7 bis 5,3. Diese Größenparameter entsprechen bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm Kugelradien  $r_{Kugel}$  von ca. 210 nm bis 300 nm.

Um eine erste Abschätzung der Winkelverbreiterung durch die Streuung an den Nanokugeln zu erhalten, wurde die Winkelverteilung für den Fall berechnet, dass eine ebene Welle hintereinander an drei Nanokugeln mit einem Radius  $r_{Kugel}$  von 250 nm gestreut wird. Die Winkelverteilung des Laserlichts nach den drei Streuvorgängen ist in Abbildung 5-28 b und c dargestellt, wobei das Licht bei einem Winkel von 0 Grad eingestrahlt werden. Die Kurven zeigen erwartungsgemäß eine zunehmende Verbreiterung in der Winkelverteilung mit steigender Anzahl der Streueignisse.

---

<sup>12</sup> Für die numerische Berechnung der Streueffizienz sowie der nachfolgenden Winkelverteilung wurde Mathematica verwendet, wobei das verwendete Programm im Anhang aufgeführt ist.

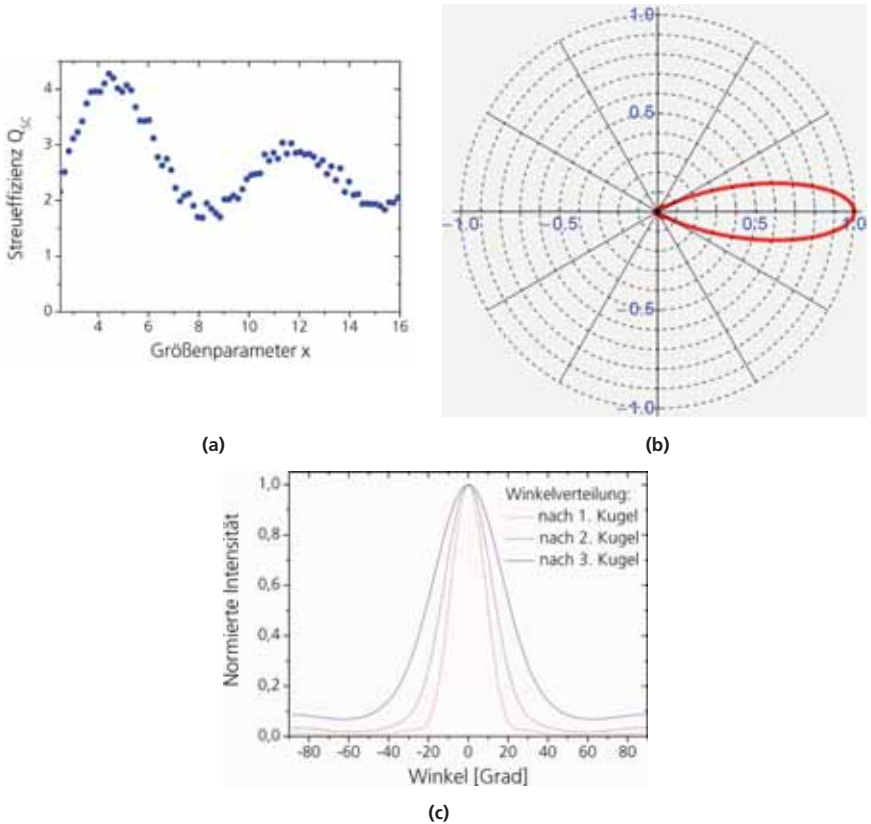


Abbildung 5-28 (a) zeigt die Streueffizienz  $Q_{sc}$  in Abhängigkeit des Größenparameters  $x$ . Die effizienteste Streuung findet bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm bei einem Kugelradius  $r_{Kugel}$  von ca. 240 nm statt. In (b) und (c) sind die Winkelverteilungen nach Streuung an drei hintereinander liegenden Nanokugeln dargestellt. Erwartungsgemäß nimmt die Winkelverteilung mit der Anzahl der Streueignisse zu.

Für eine experimentelle Untersuchung zur Modifizierung des Strukturierungsprozesses durch ein streuendes Medium werden die Kugeln aus Siliziumoxid mit einem Durchmesser  $d$  von 351 nm in Lösung gebracht und mit einer Pipette auf die Probenoberfläche abgeschieden. Die Proben bestehen aus alkalisch texturiertem FZ-Silizium, das mit ca. 80 nm dickem Antireflex-SiN<sub>x</sub> beschichtet ist. Die Kugellösung wird mit Hilfe eines sogenannten „Spin-Coaters“ gleichmäßig auf der Probenoberfläche verteilt, so dass die Pyramiden möglichst vollständig mit Kugeln bedeckt sind. In Abbildung 5-29 a ist die texturierte Oberfläche am Rand der Probe nach der Kugelabscheidung zu sehen. In den Randbereichen der Probe sind nicht genügend Kugeln vorhanden, so dass die Spitzen der großen Pyramiden nicht bedeckt sind. Im Anschluss wird die

Antireflex-Schicht mit unterschiedlichen Intensitäten  $I$  mit Laserpulsen einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps entfernt. Von den erzeugten Strukturen werden anschließend REM-Aufnahmen angefertigt. Die Aufnahmen in Abbildung 5-29 b bis d zeigen deutliche strukturelle Unterschiede zu einer Strukturierung ohne Nanokugeln. So ist zwar bei hohen Intensitäten  $I$  die Antireflex-Schicht großflächig entfernt wie in Abbildung 5-29 c zu sehen ist, jedoch weist die Siliziumoberfläche keine Interferenzstruktur auf. In den Randbereichen des Laserpulses gibt es keine Gebiete in denen die Antireflex-Schicht stehen bleibt und das unterliegende Silizium bereits stark geschädigt ist. Ebenso ist der vermehrte Abtrag von Silizium an den Spitzen und Flanken der Pyramiden deutlich zurück gegangen und in den Tälern zwischen den Pyramiden beinahe unterbunden worden. Zu beachten ist, dass die Spitzen der großen Pyramiden nicht vollständig bedeckt waren und so die typischen Strukturen der Strukturierung mit ultra-kurzen Pulsen aufweisen. Die Oberfläche der Pyramiden weist auf ein großflächiges Aufschmelzen des Siliziums hin. Die Oberflächenstruktur des Siliziums ist im Vergleich zur Bearbeitung ohne Nanokugeln gleichmäßiger und glatter, was auf eine geringere Kristallschädigung hindeutet. Der Wärmeeintrag in das Schichtsystem wird folglich durch die Siliziumoxid-Kugeln auf der Oberfläche deutlich modifiziert, was vor allem zwei Gründe hat: Zum einen bewirkt die Streuung an den Kugeln die angestrebte Erhöhung der Winkelverteilung des eingestrahlichten Lichts und verhindert so Interferenzeffekte. Außerdem werden die Intensitätserhöhungen an den Spitzen und den Flanken verringert. Der vermehrte Abtrag zwischen den Pyramiden wird dadurch verhindert, dass an diesen Stellen die meisten Kugellagen zum Auffüllen der Zwischenräume notwendig sind und die einfallende Strahlung in diesen Kugellagen absorbiert wird. Obwohl Siliziumoxid bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm aufgrund seiner großen Bandlücke  $E_G$  durchsichtig ist, wird ein Teil der Strahlung aufgrund der großen Schichtdicke von ca. 15  $\mu\text{m}$  und den hohen Intensitäten  $I$  in den Kugeln absorbiert. Die Absorption kann an zwei Stellen beobachtet werden. Am Rand eines Laserspots bei niedrigen Intensitäten  $I$ , wie in Abbildung 5-29 b abgebildet, werden am Rand des Laserspots nur die Nanokugeln entfernt und das Schichtsystem aus Silizium und Antireflex-Schicht bleibt unbeeinflusst. Zum anderen kann in den Gräben zwischen zwei Pyramiden beobachtet werden, dass die Antireflex-Schicht an den Kontaktstellen mit den Nanokugeln Löcher aufweist. Ohne Nanokugeln auf der Oberfläche wird aufgrund der kurzen Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps nur ein marginaler Anteil der Strahlung in der  $\text{SiN}_x$ -Schicht absorbiert und die Schicht zeigt keine Veränderungen. Die Löcher an den Kontaktstellen deuten darauf hin, dass die  $\text{SiN}_x$ -Schicht aufgrund von Wärmeleitung durch Kontakt mit den heißen Nanokugeln erhitzt wird und verdampft. Die Wärmeeinkopplung in das Schichtsystem wird somit durch die Nanokugeln verlangsamt.

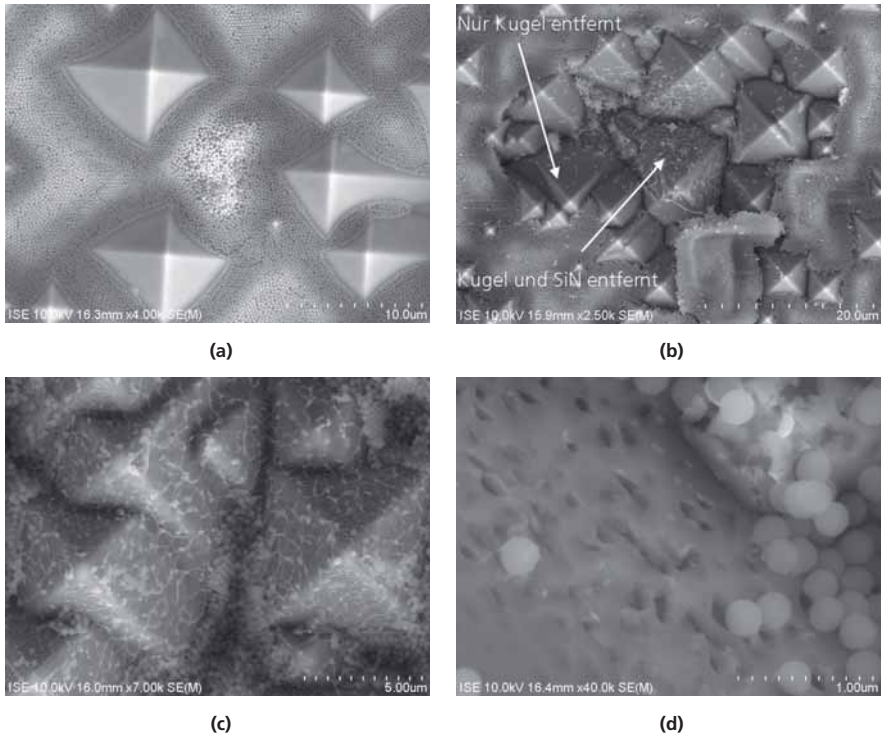


Abbildung 5-29 REM-Aufnahmen einer texturierten Siliziumoberfläche, die mit einem Antireflex-SiN<sub>x</sub> beschichtet ist und mit SiO<sub>2</sub>-Nanokugeln bedeckt ist. In (b)-(d) wurde die Antireflex-Schicht mit Laserpulsen unterschiedlicher Intensität  $I$  und einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps entfernt. Die Struktur auf der Oberfläche zeigt deutliche Unterschiede zur Bearbeitung ohne Nanokugeln, die vor allem durch die Streuung des Lichts an den Kugeln, sowie der Absorption der Strahlung hervorgerufen werden.

## 5.6 Thermischer Einfluss der Strukturierung auf das Siliziumsubstrat

### 5.6.1 Einfluss des Laserprozesses auf das Emitterprofil

Bei der Strukturierung einer dünnen dielektrischen Schicht auf einem Siliziumsubstrat wird durch das absorbierte Laserlicht sowohl die dielektrische Schicht als auch das Siliziumsubstrat erwärmt. Wie bereits in Kapitel 5.3.3 gezeigt, schmilzt das Silizium selbst bei der Bestrahlung mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps. Da die thermische Eindringtiefe  $L_T$  gemäß Gl. 3-12 mit der Pulslänge

$L_{\text{Puls}}$  ansteigt, ist für längere Pulse ein noch größerer thermischer Einfluss auf das Siliziumsubstrat zu erwarten.

Um die Schmelztiefe und somit die thermische Einflusszone bei der Laserstrukturierung zu untersuchen, wurden monokristalline Siliziumwafer mit glanzgeätzter Oberfläche und einem spezifischen Basis-Widerstand  $\rho_{\text{spez}}$  von 0,8-1,0 Ohm cm verwendet. Durch eine Rohröfen  $\text{POCl}_3$ -Diffusion wurde ein Emitter mit einem Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  von 50 Ohm/sq. und einem sogenannten „kink-and tail“-Profil erzeugt. Nach Entfernung des Phosphorglases in Flusssäure HF wurden die Wafer mit einem PECVD-Antireflex- $\text{SiN}_x$  beschichtet. Diese  $\text{SiN}_x$ -Schicht wurde im Folgenden mit Laserpulsen einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und 25 ns in ca.  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  großen Feldern entfernt. Dabei wurde der Pulsabstand PA und Linienabstand LA so gewählt, dass die Pulse in einem hexagonalen Muster aneinander grenzen sich jedoch nicht überlappen. Auf diese Weise wurde die  $\text{SiN}_x$ -Schicht großflächig entfernt, wobei noch geringe Reste auf der Oberfläche aufgrund des kreisförmigen Laserspots zurückblieben (vgl. Abbildung 5-30). Die Fluenz  $\Phi$  wurde von der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Tr}}$  an erhöht. Im Anschluss wurde mittels Sekundär Ionen Massenspektroskopie SIMS die Phosphorkonzentration C in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche des Wafers bestimmt. Die Messung wird auf einer  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  großen Fläche durchgeführt wobei die resultierende Phosphorkonzentration C eine Mittelung der möglicherweise lokal variierenden Phosphorkonzentrationen in dieser Fläche darstellt.

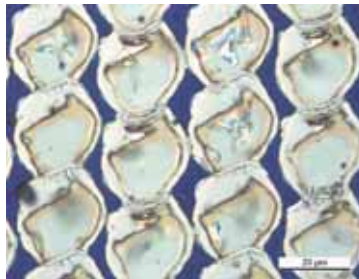


Abbildung 5-30 Mikroskopaufnahme eines  $\text{SiN}_x$  beschichteten Siliziumwafers mit planer Oberfläche. Die Antireflex-Schicht wurde mit Laserpulsen einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulslänge von 10 ps entfernt. Die einzelnen Laserpulse überlappen nicht, wodurch zwischen den Pulslinien stellenweise  $\text{SiN}_x$  auf der Oberfläche zurückbleibt.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5-31 dargestellt. Das Profil des Emitters nach der Diffusion ist in beiden Graphen schwarz eingezeichnet. Die SIMS Messungen der Proben, die mit 25 ns langen Laserpulsen bearbeitet wurden, zeigen deutliche Abweichungen vom Ausgangsprofil. Mit zunehmender Intensität I flacht die Phosphorkonzentration C nahe der Oberfläche ab und der Phosphor befindet sich in höherer Konzentration in größerem Abstand zur Oberfläche. Der Abstand von der Oberfläche, bei dem eine Konzentration C von  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  erreicht wird, steigt mit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von ca.  $0,6 \mu\text{m}$  auf maximal  $1 \mu\text{m}$ . Die Phosphorkonzentration C der Proben, die hingegen mit 10 ps langen Pulsen strukturiert wurden, bleibt in seiner Form unter Variation der Fluenz  $\Phi$  stets erhalten. Kleinere Schwankungen im



Konzentrationsverlauf könnten auf die auf der Oberfläche zurückgebliebene SiN<sub>x</sub>-Schicht und damit nicht eindeutig auf einen thermischen Einfluss zurückgeführt werden. Abweichungen im Konzentrationsverlauf treten maximal bis zu einer Tiefe von 200 nm auf.

Das nahezu unveränderte Emitterprofil bei der Strukturierung mit 10 ps langen Laserpulsen lässt darauf schließen, dass das Silizium unabhängig von der Fluenz  $\Phi$  nur oberflächennah aufgeschmolzen wurde. Der thermische Eintrag ist somit lokal sehr beschränkt und erzeugt keine kristalline Schädigung in der Nähe der Raumladungszone. Bei der Entfernung der SiN<sub>x</sub>-Schicht mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns hingegen wird das Silizium mit zunehmender Fluenz  $\Phi$  tiefer aufgeschmolzen. Aufgrund der höheren Diffusionskonstante  $D_{P, fl}$  im flüssigen Silizium ordnet sich die Phosphorkonzentration  $C$  schnell gemäß dem in Gl. 5-13 wiedergegebenen Fick'schen Gesetz um. Der Phosphor wird somit mit zunehmender Fluenz  $\Phi$  tiefer in den Siliziumwafer eingetrieben, wobei sich die Schmelztiefen  $d_{Schmelz}$  von minimal 0,4  $\mu\text{m}$  bis zu maximal 1,0  $\mu\text{m}$  anhand der Abweichung vom ursprünglichen Emitterprofil abschätzen lassen. Durch das Eintreiben des Phosphors wird entsprechend der Schmelztiefe auch die Raumladungszone von der Oberfläche weg in das Substrat verlagert. Durch das Aufschmelzen und Rekristallisieren kann es zu vermehrten Kristalldefekten kommen, wodurch die Lebensdauer beeinträchtigt wird.

$$\frac{dC}{dt} = D \frac{d^2}{dz^2} C \tag{Gl. 5-13}$$

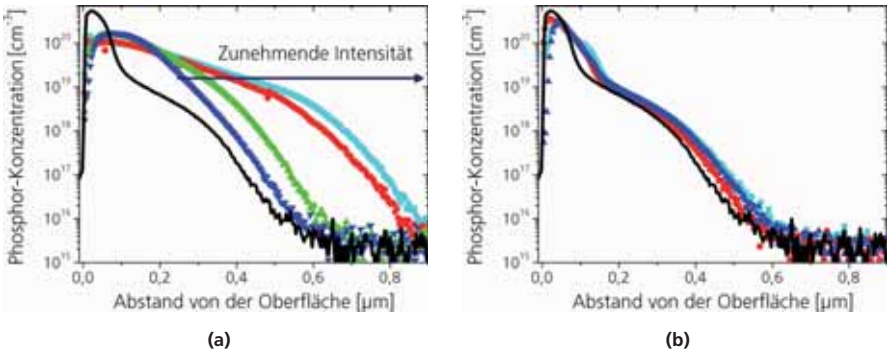


Abbildung 5-31 zeigt die Phosphor-Konzentration in Abhängigkeit des Abstands von der Oberfläche nach Entfernung einer SiN<sub>x</sub>-Schicht von einer planen Oberfläche mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von ca. 25 ns (a) und einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von ca. 10 ps (b). In beiden Fällen wurde die Intensität  $I$  der eingestrahelten Laserpulse variiert und mit dem Referenzprofil (schwarz), welches an einer unbearbeiteten Probe vermessen wurde, verglichen. Für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns ist zu beobachten, dass die Schmelztiefe mit der Intensität  $I$  ansteigt, wodurch es zu einer Umordnung des Emitterprofils kommt. Für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps ist die Schmelztiefe zu gering um eine signifikante Veränderung im Emitterprofil zu bewirken.

## 5.6.2 Einfluss des Laserprozesses auf den Schichtwiderstand $R_{SH}$

Um zu untersuchen ob der Schichtwiderstand  $R_{SH}$  durch das Aufschmelzen des Siliziums während des Laserprozesses beeinflusst wird, wurden diffundierte Siliziumwafer mit einer planen Oberfläche und einem Schichtwiderstand von 50 Ohm/sq. bzw. 90 Ohm/sq. mit einem 80 nm dickem  $SiN_x$  beschichtet. Die  $SiN_x$ -Schicht wurde mit Laserpulsen unterschiedlicher Intensität  $I$  in  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  Feldern flächig mit nicht überlappenden Pulsen entfernt. Die Intensität  $I$  wurde über den Abstand der Fokusslage von der Waferoberfläche variiert, so dass mit wachsendem Abstand die Intensität  $I$  auf der Probe abnimmt. Da die Bearbeitung bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps keinen thermischen Einfluss auf das Silizium hat, wurde für dieses Experiment nur eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns und eine Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm verwendet. Im Anschluss wurde mittels 4-Spitzen-Messungen der Schichtwiderstand  $R_{SH}$  in den bearbeiteten Feldern an vier Stellen bestimmt. Aus diesen Werten wurden der Mittelwert und die Standardabweichung gebildet, die in Abbildung 5-32 in Abhängigkeit der Fokusslage dargestellt sind. Die ermittelten Schichtwiderstände  $R_{SH}$  sind im Vergleich mit den Ausgangsschichtwiderständen erniedrigt. Im Falle des 50 Ohm/sq. Emitters sinkt der Schichtwiderstand  $R_{SH}$  nach Laserbearbeitung deutlich um ca. 15 Ohm/sq. ab. Für den 90 Ohm/sq. Emitter fällt die Erniedrigung mit 5 Ohm/sq. bis 10 Ohm/sq. geringer aus. Für beide Emitter zeigt sich nur eine schwache Abhängigkeit des Schichtwiderstands  $R_{SH}$  von der eingestrahelten Intensität.

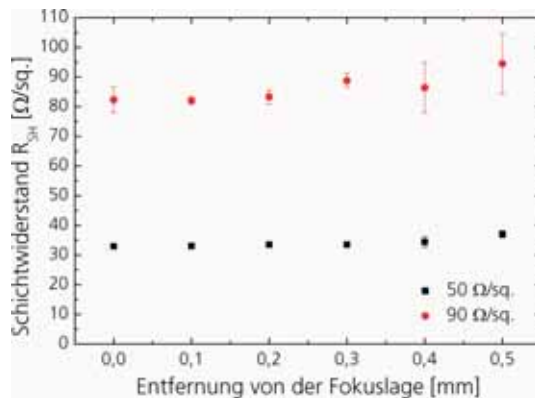


Abbildung 5-32 zeigt den mittels 4-Spitzen-Messungen ermittelten Schichtwiderstand  $R_{SH}$  in Abhängigkeit der Fokusslage für plane Siliziumwafer deren 80 nm dicke Antireflex- $SiN_x$ -Schicht mit ca. 25 ns langen Laserpulsen entfernt wurde. Die Siliziumwafer hatten ursprünglich einen Schichtwiderstand  $R_{SH}$  von 50 Ohm/sq. bzw. 90 Ohm/sq. und ein „kink-and-tail“-Emitterprofil. Der Schichtwiderstand wird durch die Laserbestrahlung um ca. 15 Ohm/sq. im Falle des 50 Ohm/sq. Emitters und um ca. 5-10 Ohm/sq. im Falle des 90 Ohm/sq. Emitters abgesenkt. Durch das Aufschmelzen des Siliziums während der Bestrahlung wird der Emitter tiefer eingetrieben und der interstitielle Phosphor kann bei der Rekristallisierung aktiv eingebaut werden wodurch der Schichtwiderstand  $R_{SH}$  sinkt.

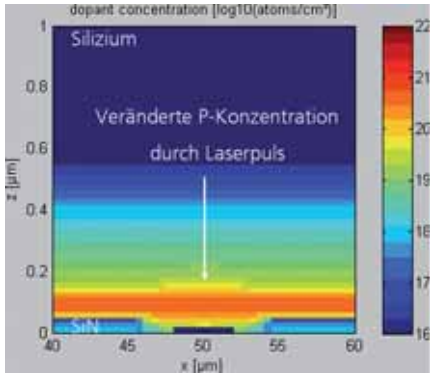
Die Reduzierung des Schichtwiderstands  $R_{SH}$  ist auf den Einbau des interstitiellen Phosphors zurückzuführen, der sich nach der Diffusion nahe der Oberfläche in Zwischengitterplätzen befindet. Durch das Aufschmelzen des Siliziums durch den Laserpuls wird der Phosphor tiefer in den Siliziumwafer eingetrieben und während der Rekristallisation kann der bis dahin inaktive Phosphor eingebaut werden und nun zu einer erhöhten Leitfähigkeit  $\sigma_L$  beitragen. Da mit sinkendem Schichtwiderstand  $R_{SH}$  ebenfalls die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  sinkt, könnte sich eine Aktivierung des interstitiellen Phosphors positiv auf die erzeugte Schädigung auswirken.

### 5.6.3 Simulation der thermischen Effekte

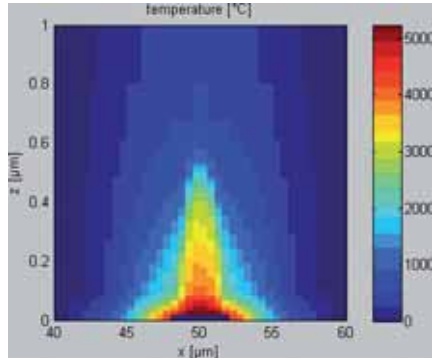
Um die Veränderung im Emitterprofil unter der Laserbestrahlung korrekt zu erfassen, muss die Wärmetransportgleichung Gl. 3-13 für das Schichtsystem  $SiN_x$ -Silizium gelöst werden. Da die Materialeigenschaften wie z. B. die Absorption  $\alpha$  temperaturabhängig sind und aufgrund des gauß-förmigen Intensitätsprofils räumlich variierende Temperaturen und Phasen auftreten können, ist eine analytische Berechnung nicht möglich. Um die Temperaturverteilung im Schichtsystem zu berechnen und daraus resultierende Effekte wie die Diffusion des Phosphors zu beschreiben wird eine numerische Simulation durchgeführt. Das verwendete Programm wurde von Andreas Fell in seiner Doktorarbeit am Fraunhofer ISE entwickelt [58], verwendet ein Finite Elemente Verfahren mit einem adaptiven Gitter und ist im folgenden kurz beschrieben. Das Schichtsystem wird in eine endliche Anzahl von Volumina verschiedener Größen zerlegt und diesen Materialeigenschaften wie Absorption  $\alpha$ , Wärmeleitkoeffizient  $\lambda_L$  und spezifischer Wärmekapazität  $c_p$  Silizium bzw.  $SiN_x$  zugeordnet. Die Zeit wird ebenfalls diskretisiert und für jedes Zeitintervall wird durch Lösen der Wärmetransportgleichung Gl. 3-13 die Temperatur in jedem Volumen berechnet. Den Volumina kann außerdem eine Phosphorkonzentration  $C$  zugeordnet werden, welche sich unter der Wärmeeinwirkung und den entsprechenden Randbedingungen gemäß dem Fick'schen Gesetz ändert. Die Wärmequelle  $Q$  entspricht der absorbierten Laserstrahlung, welche gemäß Gl. 3-14 berechnet wird. Einen entscheidenden Einfluss auf die Berechnungen haben die Materialeigenschaften wie z. B. spezifische Wärmekapazität  $c_p$  oder die Verdampfungsenthalpie  $H_g$  und ihre Temperaturabhängigkeit. Für Silizium sind diese Größen in fester und flüssiger Phase größtenteils bekannt oder können approximiert werden [87-90]. Für  $SiN_x$  gibt es wenige veröffentlichte temperaturabhängige Daten. Aus [57] konnten die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_L$  und der spezifische Wärmekapazität  $c_p$  entnommen werden, jedoch hängen diese Werte stark von den genauen Abscheidebedingungen ab und können für verschiedene PECVD-Siliziumnitride deutlich variieren.

Für die folgenden Berechnungen wurde ein Schichtsystem aus einem 200  $\mu m$  dickem Siliziumwafer und einer 80 nm dicken PECVD- $SiN_x$ -Schicht betrachtet. Das zeitliche Strahlprofil der verwendeten Laserquelle Avia-355-X wurde vermessen und im Programm für die zeitliche Modulation der Wärmequelle hinterlegt. Die räumliche Intensitätsverteilung entsprach einem Gauß-Profil. Das experimentell bestimmte Dotierprofil des 50 Ohm/sq. Emitters wurde als Ausgangsdotierung des Siliziums festgelegt. Analog zum experimentellen Vorgehen wurde dieses Schichtsystem mit einzelnen Laserpulsen bestrahlt, wobei die Pulsenergie  $E_{puls}$  zwischen 1,4  $\mu J$  und 3,8  $\mu J$  variiert wurde. Abbildung 5-33 zeigt exemplarisch die Temperaturverteilung

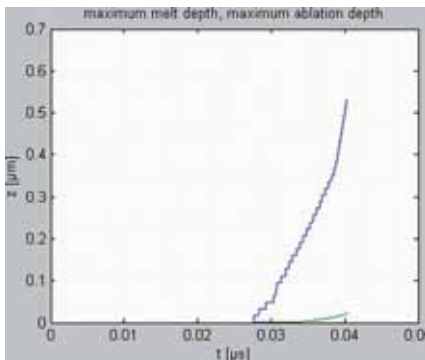
im Schichtsystem ca. 40 ns nach Beginn des Laserpulses, die Veränderung in der Phosphorkonzentration  $C$  und die maximale Schmelz- bzw. Abtragstiefe in Abhängigkeit der Zeit.



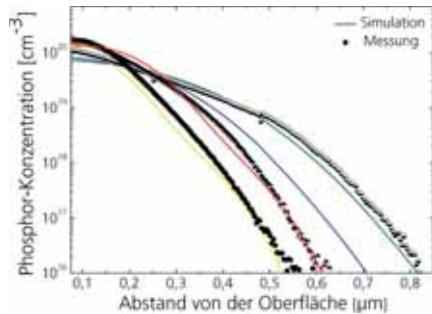
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 5-33 zeigt Ergebnisse einer Finite Elemente Simulation für ein Schichtsystem aus einem 80 nm dickem PECVD-SiN<sub>x</sub> und einem Siliziumwafer, der mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  25 ns und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm bestrahlt wird. In der Simulation trifft der Strahl von unten auf die SiN<sub>x</sub>-beschichtete Siliziumoberfläche. (a) zeigt graphisch die Veränderung der Phosphorkonzentration durch die Laserbestrahlung. Im Einflussbereich des Laserpulses wird das Silizium aufgeschmolzen und der Phosphor diffundiert von der Oberfläche weg. (b) zeigt die örtliche Temperaturverteilung im Schichtsystem am Ende des Laserpulses. (c) zeigt die maximale Schmelz- und Abtragstiefe in Abhängigkeit der Zeit nach Beginn des Laserpulses. In (d) werden simulierte Phosphorkonzentrationen  $C$  nach Laserbearbeitung mit den experimentell ermittelten Konzentrationen  $C$  verglichen.

Entsprechend der räumlichen Intensitätsverteilung wird das Schichtsystem im Zentrum des Laserpulses am stärksten erhitzt, was sowohl im stärksten Materialabtrag als auch in der größten Schmelztiefe resultiert. Die Schmelztiefe lässt sich in Abbildung 5-33 b anhand der Bereiche ablesen, welche über die Schmelztemperatur  $T_{\text{Schmelz}}$  ca. 3000 K erhitzt sind. Der Einfluss des Laserprozesses auf das Emitterprofil wird durch Extraktion der Phosphorkonzentration im Zentrum des Laserpulses nach Abkühlen des Systems untersucht. In Abbildung 5-33 d sind die simulierten Phosphorkonzentrationen  $C$  mit den gemessenen Phosphorkonzentrationen  $C$  aufgetragen. Es zeigt sich, dass das Eintreiben des Emitters vor allem hinsichtlich der Schmelztiefe gut durch die Simulation abgebildet wird. Beim Vergleich der Konzentrationsverläufe ist zu beachten, dass die gemessenen Konzentrationen  $C$  räumliche Mittelungen darstellen und die Simulation lokal die maximale Veränderung bei gegebener Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  darstellt.

## 5.7 Kapitelzusammenfassung

Bei der Strukturierung von dielektrischen Schichten spielt die Oberflächentopographie für den Wechselwirkungsprozess eine entscheidende Rolle.

### Strukturierung auf planen Oberflächen

Bei der Strukturierung dünner dielektrischer Schichten auf planen Oberflächen ergeben sich bei der Verwendung von Laserquellen mit gaußförmigen Intensitätsverteilungen mit Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm folgende Resultate:

- In den geöffneten Bereichen wird eine Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E, \text{Ablation}}$  von minimal  $2,6 \text{ pA cm}^{-2}$  erreicht und die Schädigung fällt somit um eine Größenordnung geringer aus als bei der Verwendung von Laserpulsen mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 30 ns.
- Bei der Strukturierung wird die dielektrische Schicht aufgrund der geringen Wechselwirkungszeit nur marginal erwärmt. Der größte Teil der Energie wird im Silizium deponiert, welches sich ausdehnt, schmilzt und schließlich verdampft.
- Während des Ausdehnens löst sich die Antireflex-Schicht vom Siliziumsubstrat, dabei macht es keinen Unterschied ob es sich um ein Siliziumnitrid oder Siliziumoxid handelt. Obwohl Siliziumnitrid bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm absorbiert, findet aufgrund der kurzen Wechselwirkungszeit und der geringen Eindringtiefe der Strahlung im Silizium kein direkter Abtrag des Siliziumnitrids statt.
- Bei der Strukturierung mit ultra-kurzen Pulsen wird die Grenzfläche zwischen Substrat und dielektrischer Schicht verändert. Bei Pulslängen  $L_{\text{puls}}$  im Bereich von 25 ns werden bei absorbierenden Schichten Veränderungen der Schicht hervorgerufen.
- Aufgrund des gaußförmigen Intensitätsprofils, welches sich in der lokalen Temperaturverteilung des bestrahlten Bereichs widerspiegelt, kühlt das Silizium in den Randbereichen schneller ab als im Zentrum. Aufgrund der geringen thermischen Eindringtiefe kühlt das Silizium nach Beendigung der Bestrahlung in den Randbereichen

mit Geschwindigkeiten größer als  $15 \text{ m s}^{-1}$  ab, wodurch es in den Randbereichen amorph erstarrt. Im Zentrum des Laserpulses besitzt es durch den geringen Temperaturgradienten eine kristalline Struktur.

- Bei einer detaillierten Betrachtung der erzeugten Schädigung zeigt sich jedoch, dass die Erzeugung einer dünnen amorphen Siliziumschicht bei Verwendung einer geringen Pulsenergie  $E_{\text{puls}}$  zu einer geringeren Schädigung führt als eine kristallin aufgewachsene Schicht, die bei einer größeren Pulsenergie  $E_{\text{puls}}$  erzeugt wurde.

Rechnerisch wurde die Energieeffizienz beim Strukturierungsprozess mit einem Gauß-Profil betrachtet und mit einer homogenen Intensitätsverteilung verglichen. Dabei zeigte sich, dass bei einem optimalen Strukturierungsprozess nur 37 % der verwendeten Pulsenergie  $E_{\text{puls}}$  für die Öffnung eingesetzt wird. Der restliche Anteil der Energie von 63 % erwärmt das Silizium und generiert Schädigung.

Der Einfluss des Strahlprofils wurde durch Bestimmung der laserinduzierten Schädigung anhand der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE}}$  quantifiziert. Dazu wurden die ermittelten Werte der Sättigungsstromdichte  $J_{\text{OE}}$  für die Strukturierung von Siliziumnitrid und Siliziumoxid mit einer homogenen Intensitätsverteilung (mit einer Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  von 4 ns und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm) mit den Sättigungsstromdichten  $J_{\text{OE}}$  bei gaußscher Intensitätsverteilung verglichen. Dabei ergaben sich folgende Ergebnisse:

- Bei der Strukturierung von Siliziumoxid mit homogener Intensitätsverteilung konnte eine minimale Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  von  $9,0 \text{ pA cm}^{-2}$  erreicht werden. Im Vergleich zur einer gaußförmigen Intensitätsverteilung mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  von 30 ns kann die Schädigung um ca. 60 % verringert werden.
- Bei der Strukturierung von Siliziumnitrid ergibt sich eine minimale Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  von  $2,0 \text{ pA cm}^{-2}$ . Damit kann die Schädigung um eine Größenordnung gesenkt werden und ist vergleichbar mit der laserinduzierten Schädigung bei der Verwendung von ultra-kurzen Pulsen und gaußförmigem Intensitätsprofil.
- Der Grund für die Diskrepanz zwischen der Schädigung von Siliziumoxid und Siliziumnitrid liegt in der fehlenden Absorption der Siliziumnitrid-Schicht im verwendeten Wellenlängenbereich. Die geringe Wellenlänge  $\lambda$  wird im Siliziumnitrid absorbiert und führt zu einer direkten Entfernung der Schicht und minimiert die Erwärmung im Silizium.

Der thermische Einfluss des Strukturierungsprozesses auf das Siliziumsubstrat wurde anhand des Emittersprofils untersucht. Dabei zeigte sich:

- Ultra-kurze Pulse schmelzen das Siliziumsubstrat nur oberflächennah auf und beeinflussen das Emittersprofil maximal bis zu einer Tiefe von 200 nm.
- Eine Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  von 25 ns schmilzt mit zunehmender Intensität  $I$  das Silizium tiefer auf, wodurch der Emitter tiefer angetrieben wird.
- Das Eintreiben des Emitters kann numerisch in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten simuliert werden.

Hinsichtlich der in Kapitel 2.8 formulierten Untersuchungsziele, bei welchen die Abhängigkeiten der laserinduzierten Schädigung und der Kristallstruktur von den Laserparametern im Vordergrund standen, lässt sich zusammenfassen:

- Ultra-kurze Pulse reduzieren die Schädigung um eine Größenordnung im Vergleich zu einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 30 ns.
- Durch Verwendung einer homogenen Intensitätsverteilung und einer kürzeren Wellenlänge  $\lambda$ , kann bei Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  zwischen 1 ns und 30 ns die Schädigung ebenfalls um eine Größenordnung gesenkt werden.
- Wird nur die Intensitätsverteilung homogenisiert und die Absorption bleibt marginal wie im Fall von Siliziumoxid, so sinkt die Schädigung um ca. 60 %.
- Für eine minimale Schädigung wäre daher eine homogene Intensitätsverteilung für ultra-kurze Pulse wünschenswert.

Offen bleibt, ob die homogene Intensitätsverteilung wirklich die Schädigung minimiert oder aufgrund z. B. von Wärmeleitungseffekten andere Intensitätsverteilungen bessere Ergebnisse erzielen könnten. Ebenso sollte untersucht werden, ob bei einer homogenen Intensitätsverteilung die geringste Schädigung direkt oberhalb der Schwellfluenz  $\Phi_{\text{Th}}$  erreicht wird oder aufgrund der fehlenden kristallinen Struktur des Siliziums eine höhere Fluenz  $\Phi$  zu einer niedrigeren Schädigung führt.

### **Strukturierung auf texturierten Oberflächen**

Die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten wurde im Hinblick auf die Anwendung einer laserbasierten Vorderseitenmetallisierung untersucht. Dabei wurde das Ziel verfolgt, ein möglichst tiefes Prozessverständnis zu generieren und die Laserparameter mit der geringsten Schädigung zu separieren. Dabei ergaben sich folgende Erkenntnisse:

- Durch die Wechselwirkung des kohärenten Lichts mit der strukturierten Oberfläche kommt es zu Interferenz-, Beugungs-, und Sammlungseffekten.
- Die daraus resultierenden Änderungen in der lokalen Intensitätsverteilung wurden berechnet und ergaben eine Erhöhung der Intensität um einen Faktor zehn zwischen zwei Pyramiden und einen Faktor 4 an den Spitzen der Pyramiden.
- Es konnte gezeigt werden, dass durch Streuung an Nanokugeln die Kohärenz gestört und die optischen Intensitätsüberhöhungen erfolgreich verhindert werden können.
- Die dielektrische Schicht bleibt bei der Wechselwirkung mit ultra-kurzten Pulsen auch bei kleinen Wellenlängen  $\lambda$  von 355 nm nur indirekt beteiligt. Dadurch wird das Silizium großflächig an der Grenzfläche geschädigt, wobei die Antireflex-Schicht in den Gebieten geringer Intensität über den geschädigten Bereichen intakt bleibt und die Öffnung maskiert.
- Bei größeren Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns erwärmt sich das Schichtsystem aus Silizium und Antireflex-Schicht langsamer, wodurch die Antireflex-Schicht nur an den Stellen hoher Intensität geöffnet wird.

- Die Untersuchung der Emittersättigungsdichte  $J_{OE, Ablation}$  zeigt, dass ultra-kurze Pulse mit einem minimalen  $J_{OE, Ablation}$  von  $15 \pm 10 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$  für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps und einem  $J_{OE, Ablation}$  von  $51 \pm 6 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$  für eine Pulslänge von 400 fs deutlich mehr Schädigung erzeugen als eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns mit einem minimalen  $J_{OE, Ablation}$  von  $4 \pm 6 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$ .
- Die Emittersättigungsstromdichte auf texturierten Oberflächen fällt für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns damit um fast eine Größenordnung kleiner aus als auf einer planen Oberfläche, wohingegen kürzere Pulse deutlich mehr Schädigung erzeugen.
- Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  steigt für ps- und ns- Pulse die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$ , wobei der Einfluss der Pulslänge stets dominant bleibt. Dies gilt auch nach einer Metallisierung durch Nickel.

Um den Einfluss der Oberflächentopographie genauer zu untersuchen wurde die Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE}$  auf sauer texturierter Oberfläche bestimmt. Auch hier ergab sich eine deutlich höhere Schädigung durch ultra-kurze Pulse als durch Pulse mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 30 ns. Da in diesem Fall lokale Intensitätserhöhungen aufgrund symmetrischer Geometrien deutlich geringer ausfallen, als für alkalisch texturierte Oberflächen, wird vermutet, dass die schnelle Rekristallisationsgeschwindigkeit für die erhöhte Schädigung verantwortlich ist. Diese führt wie oben aufgeführt auf planen Oberflächen zu einer amorphen Kristallstruktur und bei texturierter Oberfläche zu einer höheren Defektdichte.

Der Einfluss des Intensitätsprofils wurde wiederum durch Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 248 nm und einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 4 ns ermittelt.

- Auf texturierten Oberflächen lag die laserinduzierte Schädigung mit homogener Intensitätsverteilung bei einer Emittersättigungsstromdichte  $J_{OE, Ablation}$  von minimal  $2 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$ .
- Eine deutliche Verbesserung konnte somit nicht erzielt werden, was auf die lokalen Überhöhungseffekte der Pyramiden zurückgeführt werden konnte. Diese erlaubt die Öffnung der Schicht schon bei deutlich geringeren Fluenzen  $\Phi$ .





## 6 Solarzellen mit laserbasierten Vorderseitenkontakten

### 6.1 Kapitelübersicht

Im folgenden Kapitel wird ein Anwendungsbeispiel für eine selektiv geöffnete dielektrische Schicht vorgestellt. Dabei wird ein hocheffizientes Konzept für eine Vorderseitenmetallisierung umgesetzt, das auf einer lasergeöffneten Antireflex-Schicht mit nachfolgender Galvanik beruht. Nachdem bereits in den vorangestellten Versuchen der Einfluss der Laserparameter wie Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{DE}}$  untersucht wurde, soll im Folgenden die Abhängigkeit der Solarzellen-Kenngrößen von den Prozessparametern bei der Kontaktbildung untersucht werden. Um eine hohe Sensibilität der Solarzellen-Kenngrößen für die Variationen in der Vorderseitenkontaktierung zu gewährleisten, werden bis auf den Vorderseitenkontakt hocheffiziente PERC-Solarzellen verwendet (vgl. z. B. [91]). Nachdem die optimalen Prozessparameter etabliert wurden, werden abschließend Abweichungen vom idealen Zwei-Dioden-Modell in den Kennlinien der Solarzellen erörtert. Durch eine Erweiterung des Modells werden die auftretenden Variationen und Abweichungen erklärt und quantifiziert.

### 6.2 Aufbau der Solarzellen

#### 6.2.1 Basisstruktur der Solarzellen

Als Basis für die Solarzellen werden 4 Zoll p-Typ FZ-Siliziumwafer mit einer glanzgeätzten Oberfläche und einem spezifischen Widerstand  $\rho_{\text{spez}}$  von 0,8 – 1,0 Ohm cm verwendet. Nach einer Reinigung wird eine ca. 300 nm dicke  $\text{SiO}_2$ -Schicht thermisch aufgewachsen, welches durch photolithographische Maskierung und anschließendes nasschemisches Ätzen in Flusssäure HF auf der Vorderseite in sieben ca. 20 x 20 mm großen Feldern geöffnet wurde. Nach der Entfernung des Photolacks wird in den freigelegten Feldern eine Textur durch eine alkalische Ätze und mittels Rohrofen-Diffusion der Emmitter erzeugt. Der Emmitter mit einem Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  von ca. 120 Ohm/sq. besitzt ein „kink-and-tail“-Profil und eine Oberflächenkonzentration  $C_S$  von ca.  $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Bei der Entfernung des Phosphorglases PSG in HF wird darauf geachtet, dass die  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf der Rückseite nach dem Ätzen ungefähr eine Dicke von 100 nm besitzt. Im Anschluss wird durch eine kurze thermische Oxidation eine ca. 10 nm dicke  $\text{SiO}_2$ -Schicht aufgewachsen, welche auf der Vorderseite durch Abscheidung von PECVD- $\text{SiN}_x$  zu einer Antireflex-Schicht ergänzt wird. Auf die Rückseite der Proben wird eine 2  $\mu\text{m}$  dicke Aluminium-Schicht abgeschieden und der Rückseitenkontakt durch LFCs hergestellt. Um den entstandenen Laserschaden auszuheilen und die Passivierungsqualität auf der Rückseite zu erhöhen werden die Proben im Anschluss unter Formiergas bei einer Temperatur  $T$  von 425 °C für 20 min getempert. Als letzte Prozesssequenz fehlt den Solarzellen somit nur noch die Vorderseitenkontaktierung, welche durch selektive Öffnung der Antireflex-Schicht mittels Laserablation und Nickel-Galvanik umgesetzt wird. Dafür wird zuerst die Antireflex-Schicht im

gewünschten Muster des späteren Kontaktgitters durch Laserablation geöffnet und in die Öffnungen lichtunterstützt und kontaktlos eine dünne Nickel-Saatschicht abgeschieden. Der Kontakt zwischen Metall und Halbleiter wird durch die Bildung eines Nickelsilizids während eines Temperschritts bei einer Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  von ca. 300 °C und einer Dauer  $D_{\text{Temp}}$  von ca. 10 min hergestellt. Die Kontakte werden abschließend durch einen Silber-Galvanik Schritt verdickt. Um die Qualität der Vorderseitenkontakte bewerten zu können werden hocheffiziente Referenz-Solarzellen hergestellt. Die Referenz-Solarzellen durchlaufen bis auf die Öffnung der Antireflex-Schicht und die Abscheidung einer TiPdAg-Saatschicht dieselbe Prozessfolge wie die laserstrukturierten Solarzellen. Bei ihnen wird die Antireflex-Schicht mit einer photolithographisch strukturierten Ätzbarriere in Form des Kontaktgitters nasschemisch in HF entfernt, wobei die freigelegte Siliziumoberfläche nicht geschädigt wird. Auf die gesamte Oberfläche wird im Folgenden eine dünne TiPdAg-Schicht aufgedampft. Durch nasschemisches Lösen der Ätzbarriere bleibt anschließend die metallische Saatschicht nur in den geöffneten Bereichen zurück. Analog zu den laserstrukturierten Solarzellen wird die metallische Saatschicht durch Silber-Galvanik verdickt.

## 6.2.2 Parametervariation bei der Vorderseitenkontaktierung

Für die Herstellung der Kontaktierung auf der Vorderseite werden zwei Prozessschritte variiert. Zuerst wird durch Variation der Laserparameter der Einfluss von Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auf die Solarzellen-Kenngrößen, und zweitens durch Variation der Temperaturbedingungen der Einfluss der Laserparameter auf die Kontaktausbildung untersucht.

Wie in Abbildung 6-2 schematisch dargestellt, werden bei der Öffnung der Antireflex-Schicht zwei Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns bzw. 10 ps bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm eingesetzt<sup>13</sup>. Mit den 25 ns langen Laserpulsen wird auf einem Wafer die Antireflex-Schicht in den sieben Feldern mit jeweils unterschiedlichen Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  zwischen 1,5  $\mu\text{J}$  und 5,56  $\mu\text{J}$  geöffnet. Die Breite der Öffnungen für die späteren Kontaktfinger beträgt dabei ca. 20  $\mu\text{m}$  und die Breite des Kontaktbusses ca. 200  $\mu\text{m}$  (vgl. Abbildung 6-1 a). Insgesamt werden auf 14 Wafern die Öffnungen der Antireflex-Schicht mit dieser Variation der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  durchgeführt. Bei der Öffnung der Antireflex-Schicht mit 10 ps langen Laserpulsen werden insgesamt drei verschiedene Intensitäten  $I$  auf einem Wafer verwendet, wobei zwei Intensitäten  $I$  auf jeweils zwei Feldern und die geringste Intensität  $I$  auf drei Feldern eingesetzt wird. Aus Mikroskopbildern, wie in Abbildung 6-1 b dargestellt, ergibt sich eine Breite der Fingeröffnungen von ca. 30  $\mu\text{m}$ . Die unterschiedlichen Intensitäten  $I$  auf der Oberfläche der Proben werden bei einer konstanten Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  durch Variation der Entfernung der Fokuslage von der Oberfläche erreicht, so dass mit zunehmendem Abstand die Intensität  $I$  durch Aufweitung des Laserstrahls sinkt. Insgesamt werden sieben Wafer mit je sieben Solarzellen mit dieser Variation der Intensität  $I$  durchgeführt. Zusätzlich wurden Solarzellen hergestellt, deren Antireflex-Schicht mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 400 fs und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm strukturiert wurden. Da, wie in Kapitel 5.4.6 gezeigt wurde, die laserinduzierte Schädigung für eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 400 fs nahezu unabhängig von der verwendeten Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  ist,

---

<sup>13</sup> Verwendete Strahlquellen: Lumer Super Rapid, Avia-x-355 und Jenoptik D2.fs

wurde auf eine Variation der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  verzichtet und ein konstanter Wert von  $4 \mu\text{J}$  verwendet.

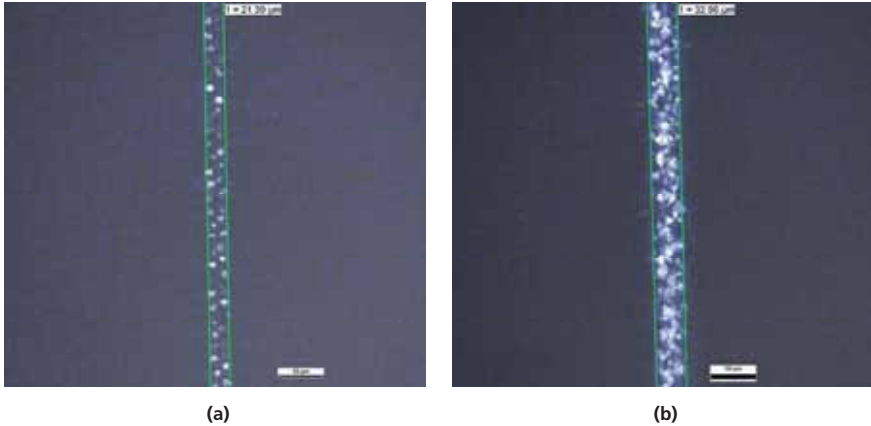


Abbildung 6-1 zeigt Mikroskopaufnahmen der Solarzellenvorderseite nach der lokalen Öffnung der Antireflex-Schicht mittels Laserablation. (a) zeigt die Öffnung eines ca.  $20 \mu\text{m}$  breiten Kontaktfingers der mit ca.  $25 \text{ ns}$  langen Laserpulsen erzeugt wurde. Für die ca.  $30 \mu\text{m}$  breite Fingeröffnung in (b) wurden eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von  $10 \text{ ps}$  verwendet.

Im Anschluss an die Öffnung der Antireflex-Schicht wird, nach einem kurzen Ätzschritt in einprozentiger Flusssäure HF zur Entfernung des nativen Oxids, eine dünne Nickel-Saatschicht auf die freigelegte Siliziumoberfläche abgeschieden. Um den Einfluss der Laserparameter auf die Kontaktbildung zu untersuchen, werden die Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  und Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  wie in Abbildung 6-2 b dargestellt variiert. Dabei wird einmal die Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  bei  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  konstant gehalten und die Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  in fünf Schritten von  $6 \text{ min}$  bis  $14 \text{ min}$  erhöht. In einer zweiten Variation wird die Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  mit  $10 \text{ min}$  konstant gehalten und drei verschiedene Temperaturen  $T_{\text{Temp}}$  von  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $450 \text{ }^\circ\text{C}$  verwendet. Dabei durchlaufen jeweils zwei mit ns-Laserpulsen bearbeitete Wafer mit je sieben verschiedenen Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  und ein mit ps-Laserpulsen bearbeiteter Wafer mit drei Intensitäten  $I$  die gleichen Prozessbedingungen. Folglich wurde bei jeweils mindestens zwei Solarzellen sowohl der gleiche Laserprozess als auch der gleiche Kontaktbildungsprozess durchgeführt. Bei den Solarzellen, die mit  $400 \text{ fs}$  langen Laserpulsen bearbeitet wurden, wurde auf eine Variation der Kontaktbildungsbedingungen verzichtet und die Kontaktausbildung bei einer Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  von  $300 \text{ }^\circ\text{C}$  und einer Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von  $10 \text{ min}$  durchgeführt.

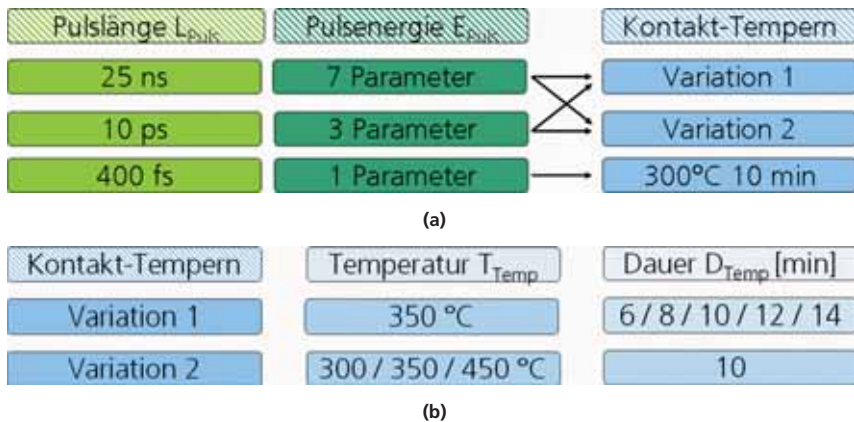


Abbildung 6-2 (a) zeigt schematisch die Variation der Laserparameter. Bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm wurden Pulsängen  $L_{Puls}$  von 25 ns und 10 ps verwendet. Pro Wafer mit sieben Emittierfenstern wurde die Antireflex-Schicht bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns mit sieben Pulsenergien  $E_{Puls}$  zwischen 1,5  $\mu$ J und 5,56  $\mu$ J entfernt. Mit den 10 ps langen Pulsen wurden auf einem Wafer drei verschiedene Intensitäten  $I$  verwendet. (b) Neben der Variation der Laserparameter werden auch zwei Variationen in der Kontaktausbildung mit unterschiedlichen Temperaturen  $T_{Temp}$  und Dauern  $D_{Temp}$  durchgeführt.

### 6.3 Einfluss der Laserparameter auf den Pseudo-Füllfaktor PSFF

Um die Einflüsse der Pulsenergie  $E_{Puls}$  und der Pulslänge  $L_{Puls}$  auf die Kenngrößen der Solarzelle zu untersuchen, wurden nach der Öffnung der Antireflex-Schicht SunsV<sub>oc</sub>-Messungen an jeder Probe durchgeführt und der Pseudo-Füllfaktor PSFF ermittelt.

Abbildung 6-3 zeigt den Pseudo-Füllfaktor PSFF in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$ , wobei die angegebenen Messpunkte Mittelwerte aus mindestens 14 Messungen an verschiedenen Solarzellen darstellen und der Fehler sich aus der Standardabweichung ergibt. Für die mit ns-Pulsen bearbeiteten Proben ergibt sich für geringe Pulsenergien  $E_{Puls}$  im Bereich von 1,5  $\mu$ J bis 2,5  $\mu$ J ein fast konstantes und sehr hohes Niveau des Pseudo-Füllfaktors PSFF von ca. 83 %. Mit weiter zunehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  sinkt der Pseudo-Füllfaktor PSFF kontinuierlich ab bis er bei einer Pulsenergie  $E_{Puls}$  von 5,5  $\mu$ J noch ca. 80 % beträgt. Die Abnahme des Pseudo-Füllfaktors PSFF mit zunehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  spiegelt den Anstieg der laserinduzierten Schädigung mit steigender Energie wieder.

Wie in Abbildung 6-3 b dargestellt, nimmt der Pseudo-Füllfaktor PSFF auch für eine Bearbeitung mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps mit abnehmender Intensität  $I$  leicht zu, wobei dieser Anstieg unter Einbeziehung der Fehlerbalken nicht signifikant ausfällt. Entgegen den Erwartungen aus vorangegangenen Experimenten in Kapitel 5.4, bei welchen sich ein hoher Schädigungsgrad durch ultra-kurze Pulse zeigte, besitzen die Proben sehr hohe Pseudo-Füllfaktoren PSFF von über 83 %.

Damit befinden sie sich auf demselben Niveau wie die Proben, die mit ns-Pulsen und geringen Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  bearbeitet wurden. Allerdings muss bei den  $\text{SunsV}_{\text{oc}}$ -Messungen beachtet werden, dass aufgrund der direkten Kontaktierung des Emitters über eine Metallspitze möglicherweise sehr hohe Kontaktwiderstände auftreten, die wiederum die Qualität der Messung negativ beeinflussen können.

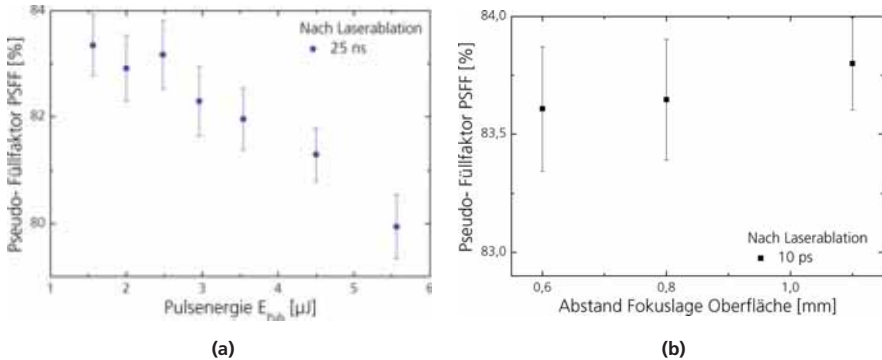


Abbildung 6-3 (a) zeigt den Pseudo-Füllfaktor PSFF in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nach Öffnung der Antireflex-Schicht mit Laserpulsen einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns. Für Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  von 1,5  $\mu\text{J}$  bis 2,5  $\mu\text{J}$  ist der Pseudo-Füllfaktor konstant auf einem sehr hohen Niveau von über 83 %. Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nimmt der Pseudofüllfaktor PSFF ab bis er bei einer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von 5,5  $\mu\text{J}$  bei knapp 80 % liegt. Entgegen der Erwartung aus vorangegangenen Messungen zeigen die mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben ebenfalls sehr hohe Pseudo-Füllfaktoren PSFF von über 83 %.

### Einfluss der Laserparameter auf den Pseudo-Füllfaktor PSFF nach der Kontaktbildung

Für die Ausbildung des Nickelsilizids, das den Kontakt zwischen Metall und Halbleiter herstellt, ist ein Temperprozess notwendig. Da das Zusammenwirken von Laserparametern und Kontaktbildung untersucht werden soll, wird eine Variation der Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  und der Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  durchgeführt (vgl. Abbildung 6-2 b). Im Anschluss wird durch  $\text{SunsV}_{\text{oc}}$ -Messungen der Pseudo-Füllfaktor PSFF bestimmt.

Abbildung 6-4 a zeigt die Pseudo-Füllfaktoren der mit ns-Pulsen<sup>14</sup> bearbeiteten Proben in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nach der Kontaktbildung. Die Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  wurde konstant bei 350 °C gehalten und die Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  zwischen 8 min und 14 min variiert. Die Pseudo-Füllfaktoren PSFF sinken mit zunehmender Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$ , wobei die Abhängigkeit von der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  tendenziell erhalten bleibt. Ab Temperdauern  $D_{\text{Temp}}$  von mehr als 10 min nehmen die Schwankungen in den Messwerten deutlich zu und der Trend des

<sup>14</sup> Bei den folgenden Ausführungen werden häufig Vergleiche zwischen Laserprozessen mit unterschiedlichen Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  durchgeführt. Dabei bezeichnet der Begriff ns- Pulse stets Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 25 ns (Strahlquelle Avia-x-355) und ps-Pulse Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps (Strahlquelle Lumera Super Rapid)

abnehmenden Pseudo-Füllfaktors PSFF bei zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  wird durch den Einfluss der Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  überdeckt. Der höchste Wert des Pseudo-Füllfaktors PSFF von knapp 81 % ergibt sich bei einer Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von 8 min und einer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von 1,5  $\mu\text{J}$  und ist deutlich geringer als der höchste Wert nach Laserstrukturierung.

Für die mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben zeigen sich, wie in Abbildung 6-4 b dargestellt, andere Abhängigkeiten. So kann keine klare Korrelation zwischen Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$ , Pseudo-Füllfaktor PSFF und Intensität  $I$  festgestellt werden. Die Werte der Pseudo-Füllfaktoren sind mit über 82 % sehr hoch und noch besser als nach der Laseröffnung. Nur bei einer einzigen Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von 10 min nimmt der Pseudo-Füllfaktor PSFF mit zunehmender Intensität  $I$  ab und liegt deutlich unter dem Niveau der mit ns-Pulsen bearbeiteten Proben.

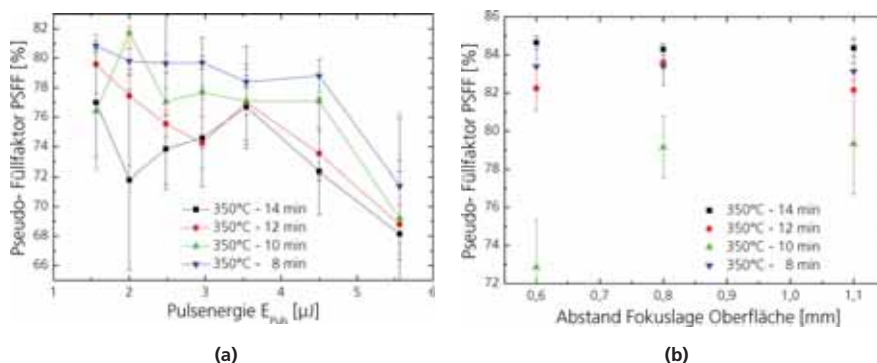


Abbildung 6-4 (a) zeigt den Pseudo-Füllfaktor PSFF in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nach der Kontaktbildung für Proben, die mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns bearbeitet wurden. Mit zunehmender Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  sinkt der Pseudo-Füllfaktor PSFF ab, wobei weiterhin die Abhängigkeit von der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  erhalten bleibt. (b) zeigt die Pseudo-Füllfaktoren PSFF der mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben. Es zeigt sich weiterhin ein sehr hohes Niveau der Pseudo-Füllfaktoren PSFF von über 82 % und nur eine geringe Abhängigkeit von der Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$ .

Die zweite Variation im Kontaktbildungsprozess wurde bei einer konstanten Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von 10 min und drei unterschiedlichen Temperaturen  $T_{\text{Temp}}$  von 300 °C, 350 °C und 450 °C durchgeführt. Abbildung 6-5 zeigt den Pseudo-Füllfaktor PSFF in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  nach den Temperprozessen mit einer Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  von 300 °C und 350 °C. Eine Tempertemperatur  $T_{\text{Temp}}$  von 450 °C führte zu Pseudo-Füllfaktoren von maximal 45 %, welche für eine bessere Übersicht nicht in die Graphen aufgenommen wurden.

Für beide Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  ergeben sich tendenziell höhere Pseudo-Füllfaktoren PSFF bei niedrigeren Temperaturen  $T_{\text{Temp}}$ . Die Pseudo-Füllfaktoren PSFF der Proben, die mit größerer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  bearbeitet wurden, nehmen mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  ab.

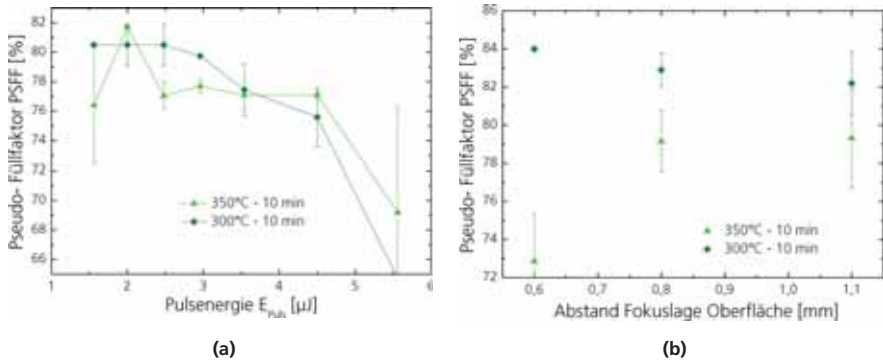


Abbildung 6-5 zeigt den Pseudo-Füllfaktor PSFF in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  nach der Kontaktbildung. (a) zeigt die Pseudo-Füllfaktoren der mit ns-Pulsen, (b) der mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben.

#### 6.4 Einfluss der Kontaktbildung auf Solarzellen-Kenngrößen

Nach dem Verdicken der Vorderseitenkontakte mittels Silber-Galvanik wurden die Hell- und Dunkelkennlinien der Solarzellen gemessen und die charakteristischen Kenngrößen der Solarzellen bestimmt. Abbildung 6-6 zeigt eine REM-Aufnahme eines Kontaktfingers nach Galvanik im Querschnitt. Im Vordergrund ist die Silber-Schicht abgelöst worden und die Nickel-Saatschicht auf der texturierten Oberfläche ist sichtbar. In Abbildung 6-7 sind die Füllfaktoren FF und Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  in Abhängigkeit der Laserparameter und Kontaktbildungsbedingungen aufgetragen. Abbildung 6-7 (a, c) zeigen die Solarzellen-Messwerte für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns und Abbildung 6-7 (b, d) für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps.

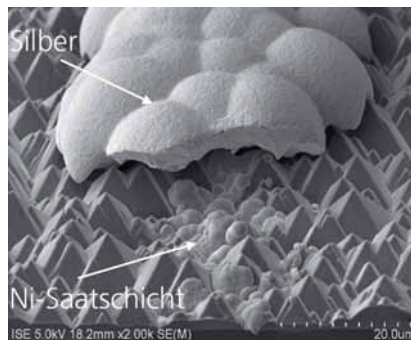


Abbildung 6-6 zeigt eine REM-Aufnahme eines Kontaktfingers nach Silber-Galvanik. Im vorderen Teil des Bildes ist der Silberfinger entfernt worden und die darunter liegende Nickel-Saatschicht ist sichtbar.



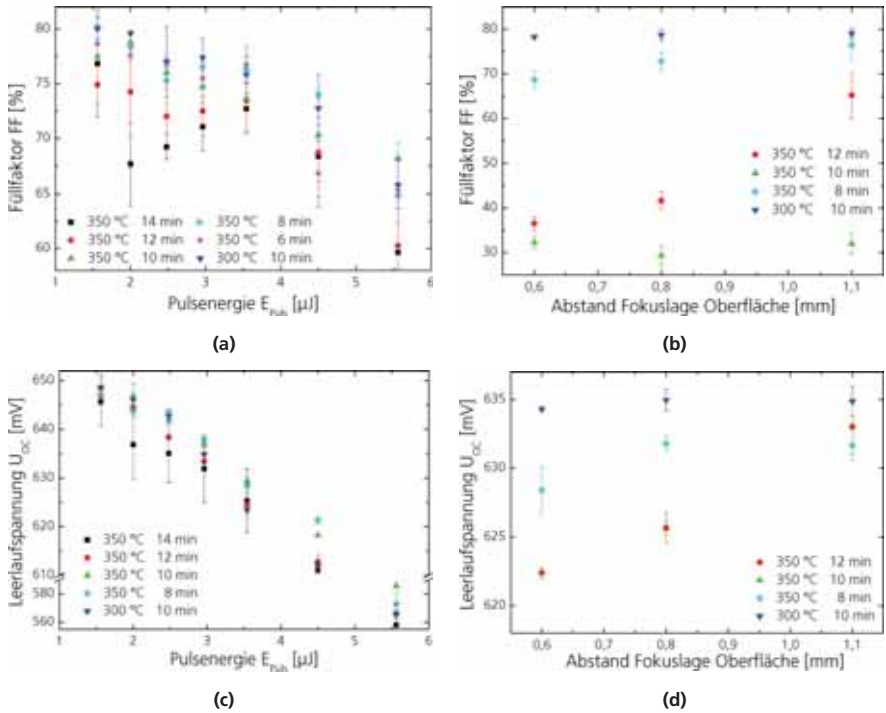


Abbildung 6-7 (a) und (b) zeigen die Füllfaktoren FF von Solarzellen die mit ns- bzw. ps-Pulsen strukturiert wurden in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  und der Kontaktbildungsbedingungen. Bei den mit ns-Pulsen strukturierten Proben überwiegt der Einfluss der Pulsenergie  $E_{Puls}$  den Einfluss der Kontaktbildungsbedingungen, bei den mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben dreht sich diese Abhängigkeit um. In beiden Fällen ergeben sich die höchsten Werte bei niedrigem thermischem Eintrag. Die Füllfaktoren FF der mit ps-Pulsen bearbeiteten Proben liegen mit maximal 80 % unter dem maximalen Wert der mit ns-bearbeiteten Proben von 80,7 %. Noch signifikanter fällt der Unterschied mit 14 mV bei den Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  aus in (c) und (d).

Bei der Betrachtung der Füllfaktoren FF fällt auf, dass die mit ns-Pulsen bearbeiteten Solarzellen im Vergleich zu den  $SunsV_{OC}$ -Messungen nach der Kontaktbildung leicht reduzierte Füllfaktoren FF besitzen, diese aber dieselben Abhängigkeiten von den Prozessparametern aufweisen. Die leichte Erniedrigung zwischen Pseudo-Füllfaktor PSFF nach der Kontaktbildung und Füllfaktor FF nach Silber-Galvanik lässt sich durch die Serienwiderstände  $R_s$  erklären, die bei der  $SunsV_{OC}$ -Messung keinen Einfluss auf die Kennlinie haben. Die höchsten Füllfaktoren FF werden erreicht, wenn der thermische Eintrag und somit die Kombination aus Temperdauer  $D_{Temp}$  und Temperatur  $T_{Temp}$  am geringsten und der Kontakt gut ausgebildet ist. So ist der thermische Eintrag, der in erster Näherung proportional zum Produkt aus Temperdauer  $D_{Temp}$  und

Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  ist, zwar bei einer Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  von 350 °C und 6 min Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  am geringsten, doch sind die Füllfaktoren aufgrund eines erhöhten Serienwiderstandes  $R_s$  niedriger im Vergleich zu längeren Temperdauern  $D_{\text{Temp}}$ . Für eine bessere Übersichtlichkeit wurde in den weiteren Graphen auf die Messreihe bei 350 °C und 6 min Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  verzichtet. Bei vergleichbaren thermischen Einträgen ergeben sich höhere Füllfaktoren bei niedrigeren Temperaturen, wie im Vergleich der Messreihen bei Temperaturen  $T_{\text{Temp}}$  von 300 °C bzw. 350 °C und einer Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von 8 min bzw. 10 min deutlich wird. Vergleicht man die Füllfaktoren FF bei verschiedenen Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  und gleichbleibenden Temperbedingungen z. B.  $T_{\text{Temp}}$  von 300 °C und  $D_{\text{Temp}}$  von 10 min, so bleibt der Füllfaktor zwischen 1,3  $\mu\text{J}$  und 2,0  $\mu\text{J}$  nahezu konstant. Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  sinkt der Füllfaktor FF schnell ab bis er bei einer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  14 % absolut unter dem bestmöglichen Wert liegt.

Vergleicht man die Werte der Füllfaktoren FF bei identischen Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  und den Temperbedingungen die zu den höchsten und den niedrigsten Füllfaktoren FF führen, so ergibt sich eine maximale absolute Erniedrigung um 5,5 %. Somit ist der Einfluss der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auf den Füllfaktor FF deutlich höher als der Einfluss der Kontaktbildungsparameter.

Die Leerlaufspannungen  $U_{\text{OC}}$  der mit ns-Pulsen strukturierten Solarzellen folgen denselben Abhängigkeiten wie die zugehörigen Füllfaktoren FF. Mit bis zu 651 mV werden die höchsten Werte bei den geringsten Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  und der geringsten Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  von 300 °C erreicht.

Bei den Füllfaktoren FF der mit ps-Pulsen bearbeiteten Solarzellen zeigen sich andere Abhängigkeiten. Auf den ersten Blick fallen die deutlich niedrigeren Werte der Füllfaktoren FF um 3 % bis 4 % im Vergleich zu den Pseudo-Füllfaktoren PSFF nach Laserstrukturierung und Kontaktbildung auf. Die  $\text{Suns}V_{\text{OC}}$ -Messung scheint somit keine verlässlichen Werte bei Strukturierung mit ps-Pulsen zu leisten, da diese Abweichungen nicht durch einen erhöhten Serienwiderstand  $R_s$  erklärt werden können.

Die höchsten Füllfaktoren FF mit maximal 80 % liegen unter dem Niveau der mit ns-Pulsen strukturierten Solarzellen. Auch bei diesen Proben zeigt sich, dass bei vergleichbarem thermischen Eintrag eine geringere Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  zu höheren Füllfaktoren FF führt.

Die Abhängigkeit der Füllfaktoren FF von der Intensität  $I$  hängt stark von den Kontaktbildungsbedingungen ab. Bei zunehmendem thermischem Eintrag nimmt die Differenz der Füllfaktoren FF bei minimaler und maximaler Intensität zu. Im Vergleich zu den mit ns-Pulsen strukturierten Solarzellen zeigt sich bei der Strukturierung mit ps-Pulsen eine größere Abhängigkeit des Füllfaktors FF von den Kontaktbildungsparametern als von den eingestrahlenen Intensitäten  $I$ . Eine Ausnahme bildet die Messreihe bei einer Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  von 300 C und einer Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von 10 min. Die zugehörigen Füllfaktoren FF fallen deutlich niedriger aus als bei Solarzellen, die mit identischen Laserparametern und längeren Temperdauern  $D_{\text{Temp}}$  bei derselben Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  behandelt wurden. Daher wird davon ausgegangen, dass bei diesen Solarzellen ein Produktionsschritt fehlgegangen ist und die Füllfaktoren FF dominiert.

Die Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  der mit ps-Pulsen bearbeiten Proben zeigt wie in Abbildung 6-7 b dargestellt eine deutliche Abhängigkeit von der eingestrahlenen Intensität  $I$  und dem thermischen Eintrag. Steigt der thermische Eintrag, so sinkt die Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  ab, wobei bei konstanten Temperbedingungen die Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  mit zunehmender Intensität  $I$  abnimmt. Diese Abnahme fällt jedoch deutlich geringer aus als die Abnahme aufgrund des erhöhten thermischen Eintrags. Mit einem maximalen Wert von 637 mV sind die

Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  der mit ps-Pulsen strukturierten Solarellen deutlich kleiner als die Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  der mit ns-Pulsen strukturierten Solarzellen.

In Abbildung 6-8 sind die Wirkungsgrade  $\eta$  der Solarzellen in Abhängigkeit der Laserparameter und Kontaktbildungsbedingungen aufgetragen. Der Wirkungsgrad  $\eta$  hängt gemäß Gl. 2-16 von Füllfaktor FF und Leerlaufspannung  $U_{OC}$  ab und beinhaltet somit die bisher betrachteten Unterschiede der verschiedenen Kontaktierungsbedingungen. Die Solarzellen deren Antireflex-Schicht mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns strukturiert wurde, weisen eine starke Abhängigkeit von der Pulsenergie  $E_{Puls}$  auf. Für Pulsenergien zwischen 1,5  $\mu J$  und 2,0  $\mu J$  können sehr hohe Wirkungsgrade  $\eta$  von bis zu 20,7 % erreicht werden.

Die Wirkungsgrade  $\eta$  der mit ps-Pulsen strukturierten Solarzellen haben aufgrund der deutlich geringeren Leerlaufspannung  $U_{OC}$  ein maximales Wirkungsgradpotential von 20,0 % und hängen deutlich stärker von den Kontaktbildungsparametern als von den verwendeten Intensitäten I ab.

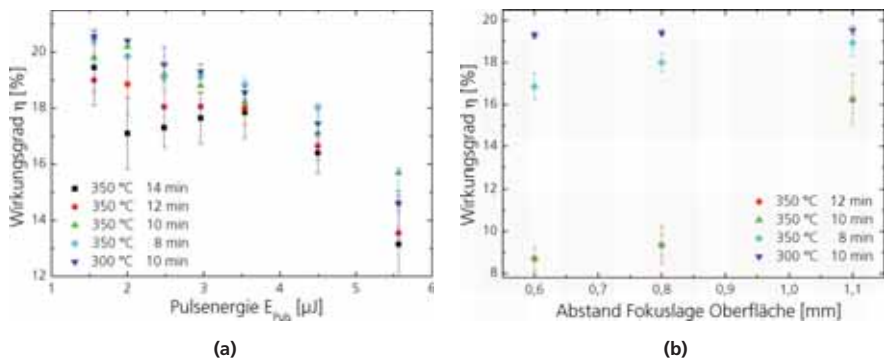


Abbildung 6-8 zeigt die Wirkungsgrade  $\eta$  in Abhängigkeit der eingestrahlten Pulsenergie  $E_{Puls}$  (a) bzw. Intensität I (b) und den Temperaturbedingungen bei der Kontaktbildung. Die Abhängigkeiten der Parametervariationen auf Füllfaktor FF und Leerlaufspannung  $U_{OC}$  wirken zusammen auf den Wirkungsgrad  $\eta$ . Somit zeigt sich aufgrund der geringeren Leerlaufspannung  $U_{OC}$  ein deutlich geringeres Wirkungsgradniveau für die Solarzellen, die mit ps-Pulsen strukturiert wurden.

## 6.5 Solarzellenergebnisse und optimale Prozessparameter

Die höchsten Wirkungsgrade  $\eta$  konnten für beide Pulslängen  $L_{Puls}$  bei einer Temperaturdauer  $D_{Temp}$  von 10 min und einer Temperatur  $T_{Temp}$  von 300 °C erreicht werden. Für beide Pulslängen  $L_{Puls}$  ergaben sich die besten Ergebnisse bei den niedrigsten Pulsenergien  $E_{Puls}$  von 1,5  $\mu J$  für Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns und der geringsten Intensität I für 10 ps lange Pulse bei einem Abstand zwischen Probenoberfläche und Fokuslage von 1,1 mm. Die charakteristischen Kenngrößen der Solarzellen mit den höchsten Wirkungsgraden  $\eta$  sind in

Tabelle 6-1 zusammengefasst. Die Solarzellen beider Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  zeigen mit 80,0 % bzw. 80,7 % sehr hohe Füllfaktoren FF und mit 38,7 mA/cm<sup>2</sup> bzw. 39,4 mA/cm<sup>2</sup> ausgezeichnete Kurzschlussstromdichten  $J_{\text{SC}}$ . Der größte Einfluss der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  ist auf die Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  festzustellen, die für Solarzellen bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps mit maximal 637 mV im Vergleich zur Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  der besten Solarzellen bei Verwendung einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns um 14 mV geringer ist. Dieser Unterschied in den Leerlaufspannungen  $U_{\text{OC}}$  führt zu einem absoluten Verlust von 1 % beim Wirkungsgrad  $\eta$ .

Für eine Pulslänge von 400 fs zeigt sich ebenfalls eine deutliche Reduzierung der Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  um 14 mV neben der aber auch die Kurzschlussstromdichte  $J_{\text{SC}}$  und der Füllfaktor FF deutliche Verluste aufweisen. Da die Anzahl der Solarzellen sehr begrenzt war, ist nicht auszuschließen, dass höhere Wirkungsgrade  $\eta$  als der hier aufgeführte maximale Wirkungsgrad  $\eta$  von 13 % erreicht werden können. Festzuhalten ist jedoch, dass die Reduzierung der Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  gegenüber den mit ns-Pulsen strukturierten Solarzellen auf einen deutlichen Qualitätsverlust hindeuten. Um die Qualität der laserbasierten Vorderseitenkontakte einschätzen zu können, wurden Referenz-Solarzellen mit dem hocheffizienten Standardprozess für die Vorderseitenkontakte gefertigt. Im Vergleich mit der besten Referenzsolarzelle zeigt sich, dass die mit ns-Pulsen strukturierten Solarzellen denselben hohen Wirkungsgrad  $\eta$  von 20,7 % erreichen können. Die laserinduzierte Schädigung bei der Strukturierung mit 25 ns langen Laserpulsen und niedrigeren Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  hat somit keinen negativen Einfluss auf den Wirkungsgrad  $\eta$  der Solarzellen und kann die Grundlage für eine industriell rentable hocheffiziente Vorderseitenkontaktierung bilden.

**Tabelle 6-1:** Parameter der besten Solarzellen, deren Antireflex-Schicht mit ns-, ps- und fs-Pulsen geöffnet wurden, im Vergleich zu einer Referenzsolarzelle deren Vorderseitenmetallisierung dem hocheffizienten Standardprozess folgend mit photolithographischer Öffnung (PL) der Antireflex-Schicht und Aufdampfen eines dünnen TiPdAg-Schichtsystems hergestellt wurde.

Öffnung	Saatschicht	Fingerbreite [µm]	$J_{\text{SC}}$ [mA/cm <sup>2</sup> ]	FF [%]	$U_{\text{OC}}$ [mV]	$\eta$ [%]
PL	TiPdAg	30	39,2	81,5	647	20,7
ns-LA	Ni	20	39,4	80,7	651	20,7
ps-LA	Ni	30	38,7	80,0	637	19,7
fs-LA	Ni	30	34,8	58,7	637	13,0

**Tabelle 6-2:** *Parameter der Netzwerksimulation*

$n_1$	1
$n_2$	2
$R_p$	10 Ohm·m <sup>2</sup>
$R_{SH}$	120 Ohm/sq.
$J_{01, \text{Fläche}}$	200 fA/cm <sup>2</sup>
$J_{02}$	0,3 nA/cm <sup>2</sup>

Wie schon in Kapitel 5.4 festgestellt wurde, führt die Strukturierung einer dünnen dielektrischen Schicht auf einer alkalisch texturierten Oberfläche zu deutlich höheren Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, \text{Ablation}}$  als bei der Verwendung größerer Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$ . Diese erhöhte Schädigung bewirkt im Vergleich zu den Referenz-Solarzellen eine erniedrigte Leerlaufspannung  $U_{OC}$ . Um einen Vergleich zwischen den experimentellen Untersuchungen zu den Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, \text{Ablation}}$  und den gemessenen Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  herstellen zu können, wurde mithilfe einer Netzwerksimulation die Leerlaufspannung  $U_{OC}$  in Abhängigkeit der Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  berechnet. Bei der Netzwerksimulation können, wie in Abbildung 6-9 a dargestellt, unterschiedliche Solarzellen-Kenngrößen wie Sättigungsstromdichten  $J_{01}$  und Widerstände  $R$  für verschiedene Bereiche der Solarzelle flächengewichtet festgelegt werden [92]. Für eine möglichst genaue Abbildung des Experiments wurden in der Simulation die Flächenanteile von metallisierten und unmetallisierten Bereichen sowie die Größe der gefertigten Solarzellen übernommen. Die gesamte Zellfläche wurde analog zum Experiment auf 20 x20 mm<sup>2</sup> festgelegt, wobei 26 Kontaktfinger mit einer Breite von 30 µm und einem 200 µm breiten Busbar den metallisierten Bereich bildeten. Die Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  in den nicht metallisierten Bereichen wurde mit einer Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  von 200 fA/cm<sup>2</sup> gleichgesetzt, welche in den Experimenten aus Kapitel 5.4 für einen 120 Ohm/sq. Emitter auf alkalisch texturierter Oberfläche vor Laserstrukturierung gemessen wurde. Aufgrund der Emitterfenster und der damit verbundenen lokal begrenzten Diffusion wurde ein hoher Parallelwiderstand  $R_p$  von 10 Ohm·m<sup>2</sup> angenommen. In Tabelle 6-2 sind die wichtigsten Solarzellenparameter aufgeführt, wobei sich die Parameter zwischen nicht metallisierter und metallisierter Fläche nur anhand der Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  unterscheiden. Diese wurde für den metallisierten Bereich zwischen 0,5 pA/cm<sup>2</sup> und 20 pA/cm<sup>2</sup> variiert. Die simulierten Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  sind in Abhängigkeit der Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  unter den Kontakten in Abbildung 6-9 b dargestellt. Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  von 650 mV, die mit Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns erreicht wurden, werden nach der Simulation mit einer Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  von ca. 2,5 pA/cm<sup>2</sup> unter den Kontakten erreicht. Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  von 637 mV, welche die besten Resultate mit einer Pulsänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps darstellen, werden noch bei Sättigungsstromdichten  $J_{01}$  von ca. 10 pA/cm<sup>2</sup> erreicht. Die simulierten Sättigungsstromdichten  $J_{01}$  stimmen gut mit den experimentell ermittelten Werten von minimal 6,2 pA/cm<sup>2</sup> für die Strukturierung mit ns-Pulsen und 13,8 pA/cm<sup>2</sup> für ps-Pulse überein. Da jedoch die experimentelle Bestimmung der Emittersättigungsstromdichten  $J_{0E, \text{Ablation}}$  aufgrund der hohen Ungenauigkeit in der Öffnungsfläche zu einem Fehler von ca. 100 % führt, ist die Bestätigung dieser Ergebnisse durch die erfolgreiche Umsetzung einer laserbasierten Vorderseitenkontaktierung sehr wichtig.

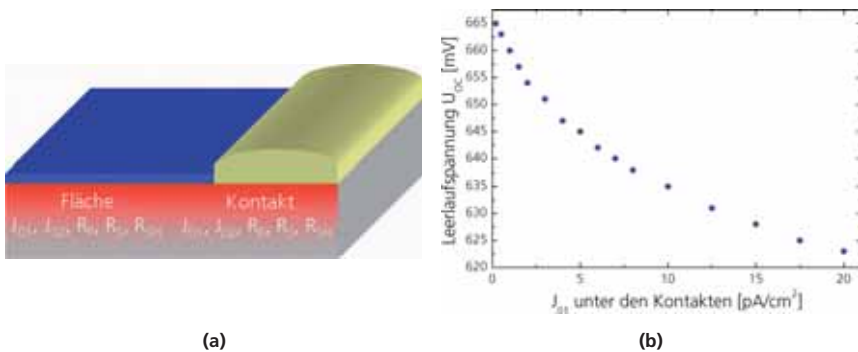


Abbildung 6-9 (a) stellt schematisch die Parameterzuordnung bei einer Netzwerksimulation dar, bei der es möglich ist, flächengewichtet unterschiedlichen Bereichen verschiedene Parameter zuzuordnen. In (b) sind die simulierten Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  in Abhängigkeit der Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  unter den Kontakten aufgetragen.

## 6.6 Untersuchung der Kennlinien

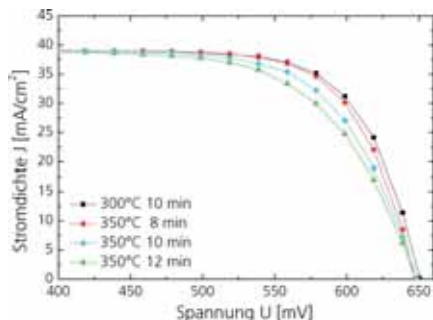
Für eine genauere Analyse des Einflusses von Laserparametern und Kontaktbildungsbedingungen auf die Solarzelle können die Kennlinien untersucht werden. Abbildung 6-10 zeigt die Hell- und Dunkelkennlinien in Abhängigkeit ihrer Prozessbedingungen.

Bei der Betrachtung der Hellkennlinien wird deutlich, dass bei optimalen Kontaktbildungsbedingungen und Erhöhung der Pulsennergie  $E_{Puls}$  bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns sowohl der Füllfaktor FF als auch die Leerlaufspannung  $U_{OC}$  kleiner werden, was durch eine Erhöhung der Sättigungsstromdichte in der Raumladungszone  $J_{02}$  verursacht wird. Die Erhöhung der Sättigungsstromdichte  $J_{02}$  zeigt sich ebenfalls in der Dunkelkennlinie durch die zunehmende Stromdichte  $J$  im Bereich zwischen 250 mV und 400 mV.

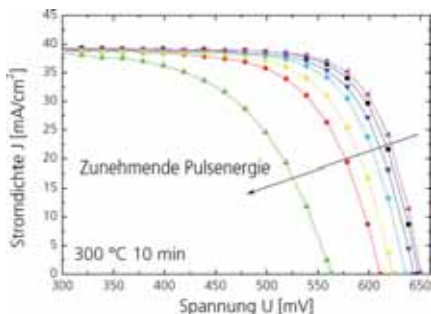
Hingegen führt eine Erhöhung des thermischen Eintrags bei einer Pulsennergie  $E_{Puls}$  von 1,5  $\mu\text{J}$  in der Hellkennlinie zu geringeren Füllfaktoren FF wohingegen die Leerlaufspannung  $U_{OC}$  konstant bleibt. Dies deutet auf eine Erniedrigung des Parallelwiderstandes  $R_p$  hin.

Eine Darstellung, in der kleinere Differenzen in den Dunkelkennlinien leichter zu beobachten sind, stellt die  $m$ - $U$  Kennlinie dar. Diese gibt die Abhängigkeit des lokalen Idealitätsfaktors  $m$  der Dunkelkennlinie von der Spannung  $U$  wider. Der lokale Idealitätsfaktor  $m$  ist gemäß Gl. 2-17 antiproportional zur Ableitung der Stromdichte  $J$  nach der Spannung  $U$  und zeigt den dominanten Rekombinationskanal im jeweiligen Spannungsbereich an. So dominiert bei einer idealen Solarzelle bei kleinen Spannungen  $U$  zunächst der Parallelwiderstand  $R_p$  und der Idealitätsfaktor  $m$  steigt von null linear mit der Spannung an bis die Diode mit Idealitätsfaktor  $n_2$  gleich zwei dominant wird. Mit steigender Spannung  $U$  steigt dann der Rekombinationsstrom durch die Diode mit Idealität  $n_1$  gleich eins und somit sinkt  $m$  auf eins bis bei höheren Spannungen  $U$  der Serienwiderstand  $R_s$  dominiert. Der lokale Idealitätsfaktor  $m$  steigt daraufhin wieder linear mit der Spannung  $U$ . Wie in Abbildung 6-10 d zu sehen ist, weist die  $m$ - $U$

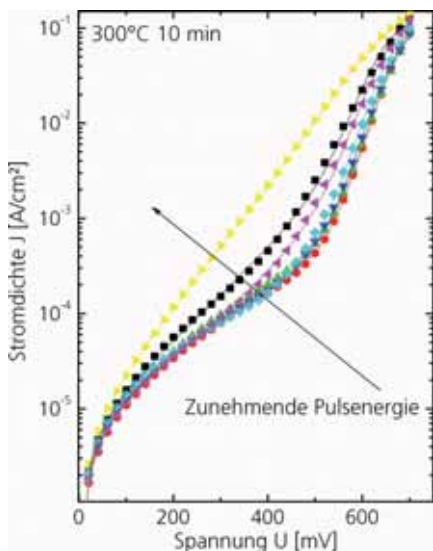
Kennlinie für manche Solarzellen mit laserbasierter Vorderseitenmetallisierung zwei Hügel auf. Der erste Hügel stammt von der Diode mit Idealitätsfaktor  $n_2$  gleich zwei, der zweite Hügel lässt sich nicht mit dem Zwei-Dioden-Modell, wie es in Gl. 2-14 dargestellt ist, erklären.



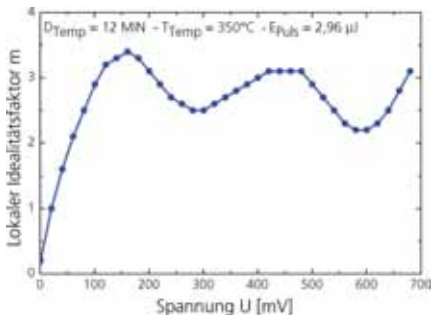
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 6-10 (a, b) zeigen Hellkennlinien der Solarzellen in Abhängigkeit der Prozessparameter bei der Vorderseitenkontaktierung. Bei einem höheren thermischen Eintrag ergibt sich eine Erniedrigung des Parallelwiderstandes  $R_p$  und eine Erhöhung der Pulsenergie  $E_{puls}$  bedingt einen erhöhten  $J_{02}$ . Die erhöhte Rekombination in der Raumladungszone zeigt sich in der Dunkelkennlinie in (c) durch den zunehmend steileren Verlauf der Kurve zwischen 250 mV und 400 mV. (d) zeigt den lokalen Idealitätsfaktor  $m$  in Abhängigkeit der Spannung  $U$ . Die  $m$ - $U$  - Kennlinie zeigt einen zweiten Hügel im Bereich von 450 mV.

## 6.7 Modell und Simulation

Eine m-U Kennlinie mit zwei Hügeln wurde schon von McIntosh [93] bei sogenannten „buried contact“- Solarzellen [94] festgestellt. Bei diesen Solarzellen wird mit einem Laser eine Grabenstruktur auf der Zellvorderseite erzeugt. In diesen Gräben wird durch Diffusion ein Emmitter mit niedrigem Schichtwiderstand von ca. 20 Ohm/sq. erzeugt, bevor durch Nickel-Abscheidung und Silber-Galvanik der Vorderseitenkontakt gebildet wird. McIntosh beobachtete die Bildung eines zweiten Hügels in der m-U Kennlinie der Solarzellen wenn der Emmitter in den Gräben nicht tief genug ausgebildet wird und die Vorderseitenkontaktierung lokal die Basis kontaktiert. McIntosh erweiterte das klassische Zwei-Dioden-Modell wie in Abbildung 6-11 dargestellt um eine Diode mit der Verluststromdichte  $J_{OH}$ , die über einen Serienwiderstand  $R_{OH}$  gekoppelt ist. Mit dieser Erweiterung gelang es ihm die m-U Kennlinien der Solarzellen anzupassen. Die Diode beschreibt einen Schottky-Kontakt und besitzt einen Idealitätsfaktor  $n_{OH}$  von zwei. Der Serienwiderstand  $R_{OH}$  des Schottky-Kontakts nimmt ab, wenn die Kontaktfläche zwischen Vorderseitenmetallisierung und Basis zunimmt.

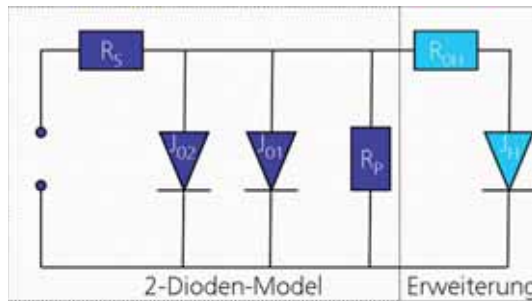


Abbildung 6-11 Ersatzschaltkreis des erweiterten Zwei-Dioden-Modells durch eine Diode, der eine Stromdichte  $J_{OH}$  zugeordnet wird und die über einen Serienwiderstand  $R_{OH}$  an das Zwei-Dioden-Modell gekoppelt ist. Die Diode beschreibt einen Schottky-Kontakt, der durch lokale Kurzschlüsse unter den Kontakten entsteht.

$$J(U) = J_{01} \cdot \left( e^{\frac{U - J \cdot R_S}{n_1 \cdot U_{th}}} - 1 \right) + J_{02} \cdot \left( e^{\frac{U - J \cdot R_S}{n_2 \cdot U_{th}}} - 1 \right) + \frac{U - J \cdot R_S}{R_P} + J_{OH} \cdot \left( e^{\frac{U - J \cdot R_S - J \cdot R_{OH}}{n_{OH} \cdot U_{th}}} - 1 \right) \quad \text{Gl. 6-1}$$

Für die Solarzellen deren Antireflex-Schicht mittels Laserablation geöffnet wurden ist die Erklärung des zweiten Hügels in der m-U Kennlinie aufgrund eines Schottky-Kontakts unterhalb der Vorderseitenmetallisierung ebenfalls schlüssig. So wird sowohl bei der Entfernung der Antireflex-Schicht ein Teil des Emitters abgetragen als auch während der Ausbildung des Nickelsilizids ein Teil des Emitters verbraucht. Da es aufgrund der inhomogenen Intensitätsverteilung lokal zu einem erhöhten Abtrag von Silizium kommt, könnten kleine Kurzschlüsse vor allem an den Spitzen der Pyramiden entstehen. Um den Einfluss der einzelnen Parameter auf die m-U Kennlinie abschätzen zu können, wurde gemäß Gl. 6-1 die m-U



Kennlinie unter Variation der Sättigungsstromdichten  $J_{0H}$ ,  $J_{01}$ ,  $J_{02}$ , und des Serienwiderstandes  $R_{0H}$  berechnet.

Die Kurven in Abbildung 6-12 zeigen, dass  $J_{0H}$  die Höhe und der Serienwiderstand  $R_{0H}$  die Position des Hügels bestimmen. Für höhere Rekombinationsstromdichten  $J_{02}$  in der Raumladungszone wird der erste Hügel in der m-U Kennlinie verringert und zu kleineren Spannungen U verschoben. Eine höhere Sättigungsstromdichte in Emitter und Basis  $J_{01}$  führt vor allem zu einem steileren Anstieg der m-U Kennlinie bei höheren Spannungen U.

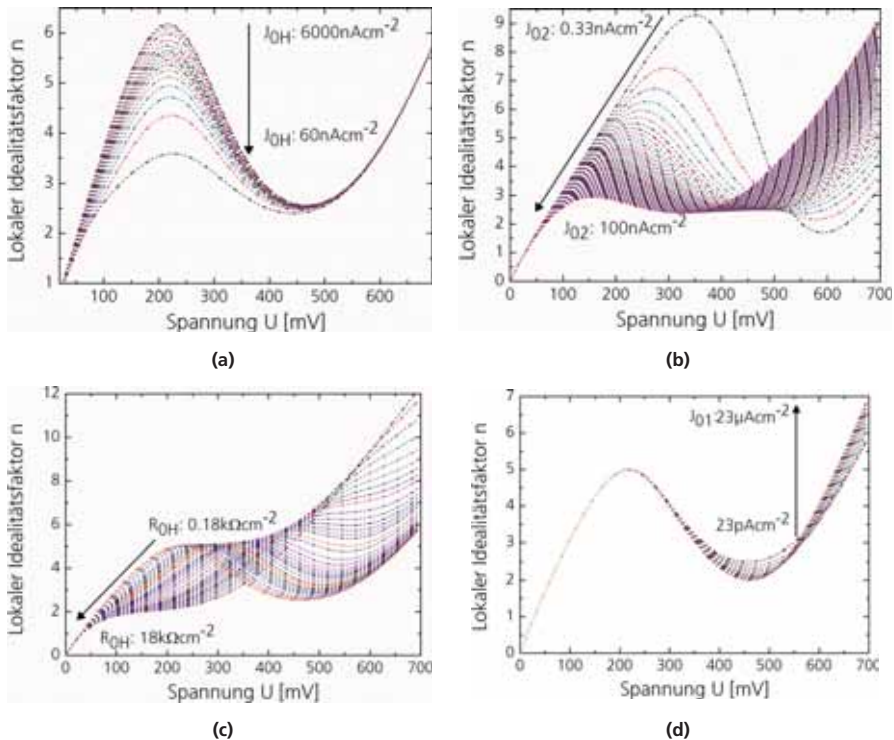


Abbildung 6-12 zeigt den Einfluss der Sättigungsstromdichten  $J_{01}$ ,  $J_{02}$ ,  $J_{0H}$  und des Serienwiderstands  $R_{0H}$  auf die m-U Kennlinie.

Um abschätzen zu können, ob die Erweiterung des Zwei-Dioden-Modells die gemessenen Kennlinien der Solarzellen gut beschreibt und ein kausaler Zusammenhang zwischen den Herstellungsbedingungen und den Parametern besteht, wurden die Dunkelkennlinien der Solarzellen gemäß Gl. 6-1 gefittet. Aus den Dunkelkennlinien und ihren Kurvenanpassungen wurde nach Gl. 2-18 der lokale Idealitätsfaktor m iterativ bestimmt.

In Abbildung 6-13 (a, b) sind auszugsweise m-U Kennlinien der Solarzellen in Abhängigkeit der Laserparameter bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns und der Kontaktbildungsbedingungen aufgetragen.

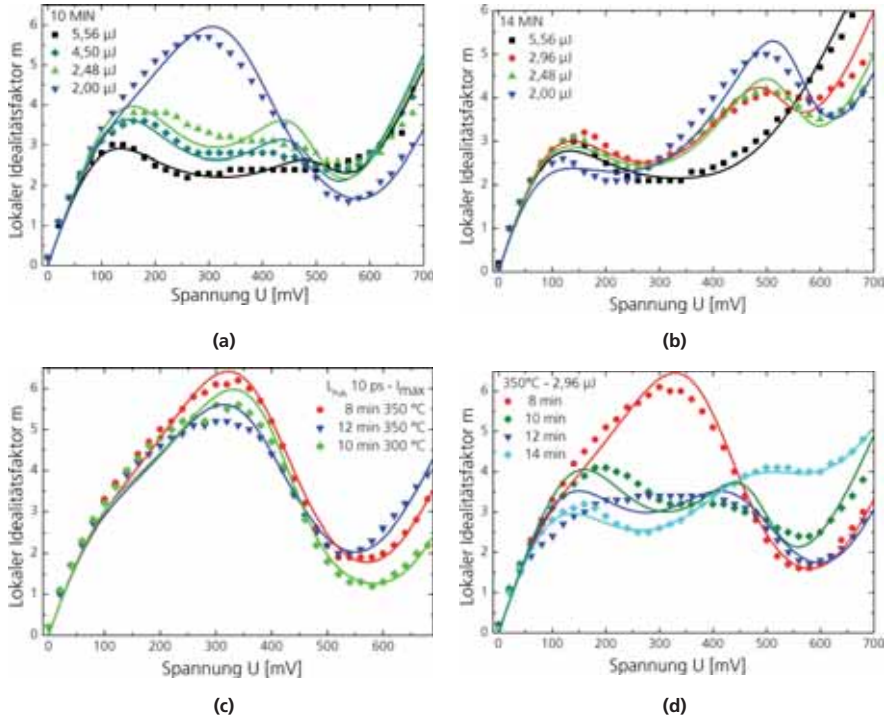


Abbildung 6-13 (a, b) zeigen m-U Kennlinien bei konstanten Kontaktbildungsbedingungen unter Variation der Pulsenenergie  $E_{\text{Puls}}$  für Solarzellen deren Antireflex-Schicht mit 25 ns langen Laserpulsen geöffnet wurde. In (c, d) sind die m-U Kennlinien dargestellt bei denen unterschiedliche Temperdauern  $D_{\text{Temp}}$  bei der Kontaktbildung zum Einsatz kamen und die Laserparameter konstant blieben.

Bei einer moderaten Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  von 10 min bei 350 °C wirkt sich eine Erhöhung der Pulsenenergie  $E_{\text{Puls}}$  sowohl in einer Erhöhung der Sättigungsstromdichte  $J_{02}$ , wodurch sich der lokale Idealitätsfaktor  $m$  bei Spannungen  $U$  von ca. 100 mV einem Wert von zwei annähert, als auch in einer leichten Erniedrigung des Serienwiderstands  $R_{0H}$  aus. Diese Reduzierung des  $R_{0H}$  zeigt sich in der leichten Verschiebung des zweiten Hügels im Bereich von 400 mV zu höheren Spannungen  $U$  hin. Bei größeren Temperdauern  $D_{\text{Temp}}$  wie am Beispiel von 14 min in Abbildung 6-13 b dargestellt, fällt die Erniedrigung des ersten Hügels geringer aus, wohingegen die Verschiebung des zweiten Hügels aufgrund der Reduzierung des Schottky-Widerstands  $R_{0H}$  deutlicher ausfällt. Bei einer Pulsenenergie  $E_{\text{Puls}}$  von 5,56  $\mu\text{J}$  überwiegt die Rekombination über den

Schottky-Kontakt den Einfluss des  $J_{01}$ . Dadurch kommt es nach dem Anstieg in der m-U Kennlinie aufgrund des Kurzschlusses unter den Kontakten nicht wieder zu einer Reduzierung des lokalen Idealitätsfaktors  $m$  bei höheren Spannungen  $U$ . In Tabelle 6-3 sind exemplarisch Werte aus den Kurvenanpassungen für die Rekombinationsstromdichte  $J_{0H}$  und den Serienwiderstand  $R_{0H}$  angegeben. Für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns ergeben sich Werte für die Sättigungsstromdichte  $J_{0H}$  von ca.  $0,2 \text{ pA/cm}^2$  bis  $1,9 \text{ pA/cm}^2$  und Werte zwischen 430 Ohm und 2 Ohm für den Serienwiderstand  $R_{0H}$ .

Abbildung 6-13 (c, d) zeigen m-U Kennlinien für unterschiedliche Kontaktbildungsbedingungen und konstante Laserparameter, wobei in (c) eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps und in (d) von 25 ns bei der Strukturierung verwendet wurde. Für die längeren Pulse wirkt sich eine Erhöhung des thermischen Eintrags ähnlich aus zu wie eine Erhöhung der Pulsenergie  $E_{Puls}$ , beides führt zu einer Reduzierung des Widerstands  $R_{0H}$  mit steigender Temperdauer  $D_{Temp}$ .

Für die ultra-kurzen Pulse hingegen zeigen die m-U Kennlinien selbst bei der höchsten Intensität  $I_{max}$  keine zwei Hügel. Wird die Temperdauer  $D_{Temp}$  erhöht, so steigt vor allem die Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  im Emitter. Dieser Zusammenhang spiegelt sich in den aus den Kurvenanpassungen ermittelten Werten des Serienwiderstandes  $R_{0H}$  wieder. Diese sind mit ca. 400 Ohm bis 700 Ohm so hoch, dass die Rekombination über den Schottky-Kontakt nur einen marginalen Einfluss auf die Kennlinie hat.

Die Analyse der m-U Kennlinien ergibt für Strukturierungen mit ultra-kurzen Pulsen eine hohe Schädigung des Emitters, die durch längere Temperdauern  $D_{Temp}$  verstärkt wirkt. Lokale Kurzschlüsse unter den Kontakten mit der Basis werden nicht erzeugt. Diese Schlussfolgerungen stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen zur Emittersättigungsstromdichte  $J_{0E}$  und zum thermischen Einfluss der Strukturierung auf das Siliziumsubstrat. Diese zeigen zwar eine starke Schädigung des Emitters aber keine Veränderungen im Emitterprofil. Um einen lokalen Kurzschluss zu erzeugen, müsste das Nickelsilizid den gesamten Emitter verbrauchen.

Bei der Strukturierung mit 25 ns langen Pulsen zeigt sich hingegen eine stärkere Tendenz zu einer Erhöhung der Rekombination in der Raumladungszone und der Bildung lokaler Kurzschlüsse bei einer niedrigen Schädigung des Emitters. Bei der Untersuchung des thermischen Einflusses auf das Siliziumsubstrat zeigte sich, dass mit zunehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  das Silizium tief aufgeschmolzen und der Emitter lokal eingetrieben wird. Das lokale Eintreiben könnte einerseits dazu führen, dass die Wahrscheinlichkeit eines Kurzschlusses gesenkt wird, da die Raumladungszone weiter von der Oberfläche entfernt wird. Allerdings könnte die Diffusion der Nickelatome bei der nachfolgenden Kontaktbildung durch Kristalldefekte, die während der Rekristallisation entstanden sind, beschleunigt werden. Dadurch erklärt sich sowohl die Tendenz zu einer höheren Sättigungsstromdichte in der Raumladungszone  $J_{02}$  als auch zu einer erhöhten Kurzschlussbildung. Obwohl die Strukturierung mit längeren Pulsängen somit sehr empfindlich gegenüber den Kontaktbildungsbedingungen ist, werden dennoch bei geringen Pulsenergien  $E_{Puls}$  weniger Verluste erzielt als bei einer Strukturierung mit ultra-kurzen Pulsen, die keine Kurzschlüsse aber eine große oberflächennahe Schädigung erzeugt.

**Tabelle 6-3:** Ergebnisse für die Rekombinationsstromdichte  $J_{OH}$  und den Serienwiderstand  $R_{OH}$  der Schottky-Diode unter den Kontakten, die sich aus den Kurvenanpassungen der  $m$ - $U$  Kennlinien der Solarzellen ergaben.

$L_{Puls}$ [s]	$T_{Temp}$ [°C]	$D_{Temp}$ [min]	$E_{Puls}$ [μJ]	$J_{OH}$ [pA/cm <sup>2</sup> ]	$R_{OH}$ [Ohm]
$25 \cdot 10^{-9}$	350	8	2,96	1,02	433
$25 \cdot 10^{-9}$	350	10	2,96	0,26	24,9
$25 \cdot 10^{-9}$	350	12	2,96	0,62	33,9
$25 \cdot 10^{-9}$	350	10	2,00	0,60	300
$25 \cdot 10^{-9}$	350	10	2,48	1,26	175
$25 \cdot 10^{-9}$	350	10	4,50	1,88	2,1
$25 \cdot 10^{-9}$	350	14	2,48	0,68	7,5
$25 \cdot 10^{-9}$	350	14	2,96	0,69	2,0
$10 \cdot 10^{-12}$	350	8	$I_{max}$	0,84	681
$10 \cdot 10^{-12}$	350	12	$I_{max}$	0,56	721
$10 \cdot 10^{-12}$	300	10	$I_{max}$	0,71	444

## 6.8 Kapitelzusammenfassung

Der Einfluss der Laserparameter bei der Strukturierung einer Antireflex-Schicht wurde auf Solarzellenebene analysiert. Dabei wurde der Einfluss der Laserparameter auf die Kontaktbildungsparameter untersucht. Es zeigt sich, dass der Einfluss der Laserparameter (Pulslänge  $L_{Puls}$  und Pulsenergie  $E_{Puls}$ ) den Einfluss der Kontaktbildungsparameter (Temperaturdauer  $D_{Temp}$  und Temperatur  $T_{Temp}$ ) in den meisten Fällen übersteigt. Dabei bildeten sich die Ergebnisse der  $J_{0E}$ -Bestimmungen aus Kapitel 5 auf die charakteristischen Größen der Solarzellen ab. Hocheffiziente Solarzellen mit der angestrebten laserbasierten Vorderseitenmetallisierung konnten hergestellt und charakterisiert werden. Die Ergebnisse der besten Solarzellen erreichten das Niveau des hocheffizienten und schädigungsfreien Alternativprozesses. Die besten Solarzelle wurden mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns strukturiert und erreichte einen Wirkungsgrad  $\eta$  von 20,7 % mit einer Leerlaufspannung  $U_{OC}$  von 651 mV, einem Füllfaktor FF von 80,7 % und einer Kurzschlussstromdichte  $J_{SC}$  von 39,4 mA cm<sup>-2</sup>. Bei der Verwendung ultra-kurzer Pulse zeigten die Solarzellen deutliche Verluste in der Leerlaufspannung  $U_{OC}$  und deutlich geringere Wirkungsgrade  $\eta$  von maximal 19,7 % für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps und maximal 13,0 % für eine Pulslänge  $L_{Puls}$  von 400 fs.

Die Charakterisierung der gefertigten Solarzellen zeigte, dass die Kennlinien deutlich vom idealen Zwei-Dioden-Modell abweichen. Daher wurde ein Modell mit einem lokalen Kurzschluss unter den Kontakten aufgestellt, das erfolgreich an die ermittelten Kennlinien angepasst werden

konnte. Die auftretenden Abweichungen vom idealen Zwei-Dioden-Modell konnten anhand des aufgestellten Modells schlüssig erklärt und quantifiziert werden.

## 7 Strukturierung von Lacken

### 7.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel wird die Strukturierung von organischen Lacken untersucht. Die verwendeten Lacke können mittels Siebdruck auf die Probenoberfläche aufgebracht und nach Laserstrukturierung als Ätzmasken eingesetzt werden. Zwei Anwendungsbeispiele werden untersucht, bei denen die Ätzmaske in einem Fall für eine metallische Trennung und im zweiten Fall für eine hocheffiziente Vorderseitenmetallisierung eingesetzt wird. Für die Vorderseitenmetallisierung wird die Ätzmaske mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von ca.  $2 \mu\text{m}$  strukturiert, welche im Silizium nicht absorbiert wird. Die hier vorgestellten Untersuchungen ergänzen die grundlegenden Versuche zur selektiven Strukturierung von organischen Lacken mit  $\text{CO}_2$ -Lasern, die in [23] vorgestellt wurden.

### 7.2 Lackstrukturierung für eine Vorderseitenmetallisierung

Für die Vorderseitenmetallisierung hocheffizienter Labor-Solarzellen wird die Antireflex-Schicht durch eine photolithographische Strukturierung eines organischen Lackes und anschließendes nasschemisches Ätzen entfernt. Neben der direkten Öffnung der Antireflex-Schicht, wie im vorherigen Kapitel diskutiert, könnte der hocheffiziente Prozess durch einen alternativen Strukturierungsprozess für die Lackschicht deutlich günstiger werden. Eine flexible und kostengünstige Alternative könnte in der selektiven Strukturierung des Lackes mittels Laserablation bestehen. Die gesamte Prozessfolge der modifizierten hocheffizienten Vorderseitenmetallisierung ist in Abbildung 7-1 dargestellt. Voraussetzungen für eine erfolgreiche Umsetzung dieses Konzepts sind:

- Eine Strukturierung des Lacks ohne signifikante Schädigung des Emitters
- Die Erzeugung steiler Flanken am Öffnungsrand des strukturierten Lacks

Die steilen Flanken sind notwendig, damit die ganzflächig aufgedampfte metallische Saatschicht beim Lösen des Lackes in der Fläche entfernt wird aber in den strukturierten Bereichen stehen bleibt. Auf den steilen Flanken wird beim Aufdampfen kein Metall abgeschieden und das Lösungsmittel kann den Lack an diesen Stellen angreifen. Sind die Flanken nicht ausreichend steil, ist die Metallschicht in den geöffneten Bereichen mit der Fläche verbunden und löst sich vollständig von der Oberfläche.

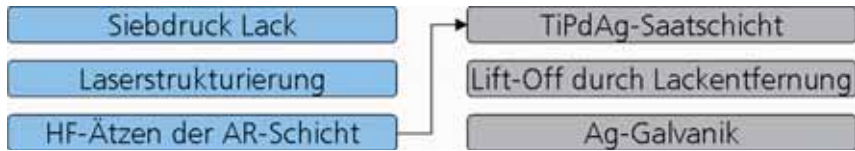


Abbildung 7-1 Schematische Darstellung des Prozessablaufs bei einer hocheffizienten Vorderseitenmetallisierung bei der die photolithographische Strukturierung der organischen Ätzmaske durch Laserablation ersetzt wurde.

Um die Bedingung einer geringen Schädigung im Emitter zu gewährleisten wird für die Strukturierung des Lackes eine Laserquelle mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von  $2\ \mu\text{m}$  eingesetzt. Bei dieser Wellenlänge  $\lambda$  findet noch keine Absorption im Siliziumsubstrat statt und die Laserstrahlung wird ausschließlich von der Lackschicht absorbiert (vgl. Abbildung 3-2). Die verwendete Laserquelle von IPG Lasers arbeitet im Dauerstrich-Modus und besitzt eine maximale Ausgangsleistung von 50 W.

Für die Bestimmung der geeigneten Laserparameter wurde auf einen Siliziumwafer mit planer Oberfläche eine ca. 80 nm dicke PECVD-SiN<sub>x</sub>-Schicht abgeschieden. Auf diese Probe wurde eine ca. 15  $\mu\text{m}$  dicke organische Lackschicht mittels Siebdruckverfahren aufgetragen, die im Anschluss in einem Linienmuster unter Variation der Verfahrensgeschwindigkeit  $v$  des Scanners und des Diodenstroms  $I_D$  abgetragen wurde. Aufgrund der großen Schichtdicke wurden bei abnehmender Leistung  $P$  eine steigende Anzahl an Übergängen benötigt, um den Lack vollständig zu entfernen. Der Parameterbereich der zur vollständigen Entfernung des Lacks führte, ist in Abbildung 7-2 d dargestellt und zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen den benötigten Übergängen und der Verfahrensgeschwindigkeit  $v$ .

Um festzustellen, ob die Strukturierung des Lackes tatsächlich keine Schädigung im Siliziumsubstrat erzeugt, wurden Lebensdaueruntersuchungen durchgeführt. Dazu wurde eine 4 Zoll große FZ-Siliziumprobe mit einem hochbrechenden Siliziumnitrid ( $n \sim 2,8$ ) passiviert. Die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Probe wurde orts aufgelöst mittels  $\mu$ -Wellen PCD<sup>15</sup> ermittelt. Im Anschluss wurde die Probe mit einem Linienabstand von 100  $\mu\text{m}$  und einem Laserparameterset bearbeitet, welches auch zur Strukturierung des Lackes eingesetzt wird. Nach der Laserbearbeitung wurde erneut die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Probe bestimmt.

Die Ergebnisse der Lebensdauerermessungen vor und nach Strukturierung sind in Abbildung 7-2 (a, b) graphisch dargestellt. Wie sich aus einem Vergleich der Messungen zeigt, wird die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Probe durch die Bearbeitung mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von  $2\ \mu\text{m}$  nicht reduziert. Da bei der Absorption der Strahlung im Lack das Siliziumsubstrat aufgrund von Wärmeleitung lokal erhitzt wird und so eine Schädigung nicht ausgeschlossen werden kann, wird das Experiment wiederholt. Dabei wird eine mit SiN<sub>x</sub>-passivierte Probe mit einem organischen Lack beschichtet und der Lack auf einer Seite der Probe in einem Linienmuster mittels Laserablation entfernt. Im Anschluss an die Strukturierung wird der Lack nasschemisch in KOH entfernt und mittels  $\mu$ -Wellen PCD die Lebensdauer der Probe bestimmt. Wie in Abbildung

<sup>15</sup> Aus dem Englischen *microwave Photo-Conductance Decay*

7-2 c dargestellt ist, lassen sich keine Unterschiede in der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  im strukturierten und nicht strukturierten Bereich erkennen. Somit kann davon ausgegangen werden, dass aufgrund der fehlenden Absorption im Silizium und einer geringen Erwärmung des Siliziumsubstrats nur eine marginale Schädigung im Silizium erzeugt wird.

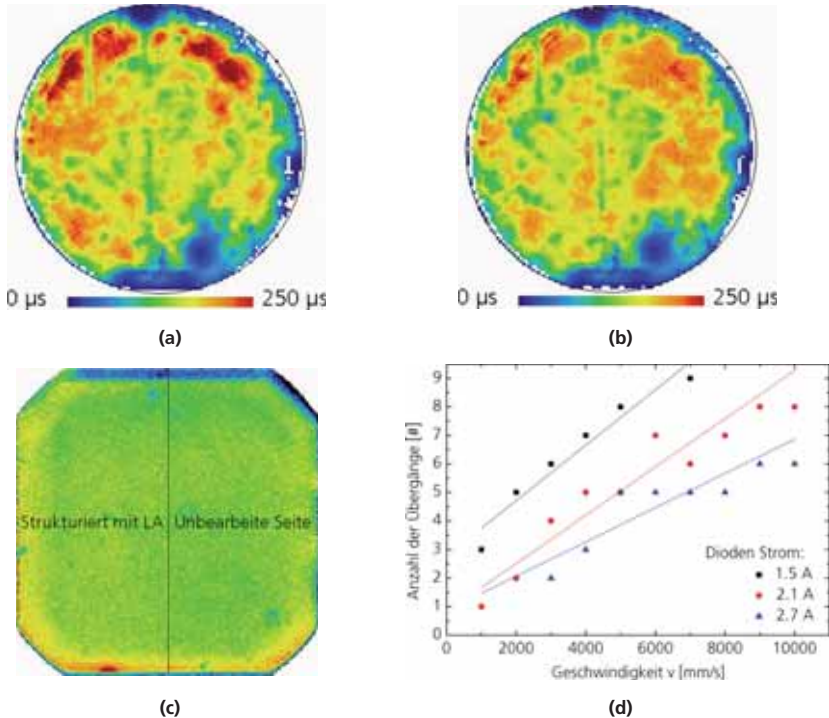
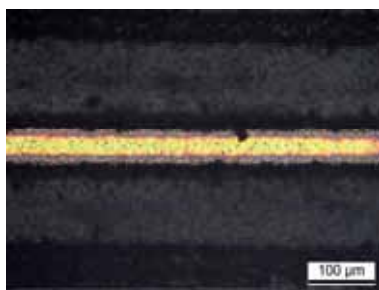


Abbildung 7-2 (a)-(c) zeigen ortsaufgelöst die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  von passivierten Siliziumproben vor (a) und nach (b) der Bearbeitung mit Laserstrahlung einer Wellenlänge  $\lambda$  von 2  $\mu\text{m}$ . Aufgrund der fehlenden Absorption wird die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  nicht beeinträchtigt. Auch wenn die Probe mit einem organischen Lack beschichtet und anschließend strukturiert wird, wird die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  des Siliziums nicht beeinträchtigt (c). In (d) sind die Laserparameter, bei welchen eine ca. 15  $\mu\text{m}$  dicke Lackschicht vollständig entfernt wird, aufgetragen.

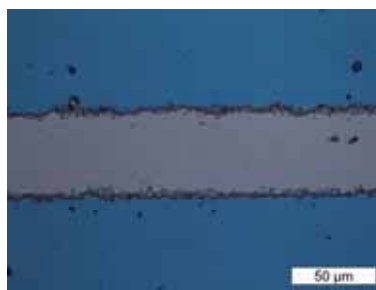
Für die Umsetzung der Vorderseitenmetallisierung mit laserstrukturierter Ätzmaske wurden hocheffiziente Solarzellen mit einem Schichtwiderstand  $R_{\text{SH}}$  von 120 Ohm/sq. verwendet, die bis auf eine Vorderseitenpassivierung, bestehend aus einer 105 nm dicken thermischen  $\text{SiO}_2$ -Schicht, dieselbe Prozessfolge wie die Solarzellen in Kapitel 6.2 durchlaufen. Darüber hinaus wurden auch Solarzellen mit einer Fläche von 5 x 5  $\text{cm}^2$  auf monokristallinem Cz-Silizium hergestellt. Diese Solarzellen haben eine alkalisch texturierte Oberfläche, die mit einem



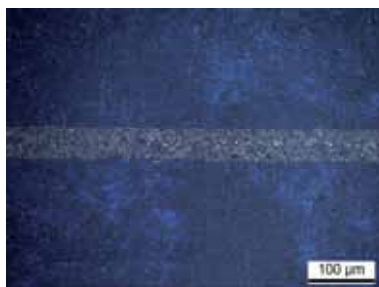
Antireflex-SiN<sub>x</sub> beschichtet ist und einen Emitter mit einem Schichtwiderstand R<sub>SH</sub> von 75 Ohm/sq. besitzen. Die Rückseite wurde über eine siebgedruckte Aluminiumpaste und einen Hochtemperaturschritt (T~900 °C) ganzflächig kontaktiert. Auf die Vorderseite der Solarzellen wird der Lack aufgedruckt und im Anschluss unter einer Variation der Parameter, die in Abbildung 7-2 d dargestellt sind, in Form des Kontaktgitters strukturiert. Nach der Laserbearbeitung wird die Antireflex-Schicht in Flusssäure HF in den geöffneten Bereichen entfernt und im Anschluss ganzflächig eine TiPdAg-Saatschicht auf die Oberfläche aufgedampft. Durch anschließendes Lösen des Lacks in KOH wird die Saatschicht flächig mit dem Lack entfernt und bleibt nur in den strukturierten Bereichen stehen. Die metallische Saatschicht wird abschließend durch Silber-Galvanik verdickt. In Abbildung 7-3 sind Mikroskopaufnahmen nach den verschiedenen Strukturierungsschritten dargestellt.



(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 7-3 Oberfläche (a) nach Lackstrukturierung und (b) nach nasschemischem Ätzen der Antireflex-Schicht und Lackentfernung. (c) zeigt eine texturierte Oberfläche nach Lift-Off mit einer metallischen Saatschicht in den geöffneten Bereichen. (d) REM-Aufnahme eines Kontaktfingers nach Silber-Galvanik.

Leider kam es aufgrund von Justageproblemen zu Inhomogenitäten der Laserleistung, wodurch der Lack an manchen Stellen nicht vollständig entfernt wurde. Dadurch kam es nach dem Lösen des Lackes zu Unterbrechungen in der Saatschicht, die auch während des nachfolgenden Galvanik-Schritts nicht mehr verbunden werden konnten. Die Unterbrechung der

Vorderseitenkontakte ließ keine Messung von Hell- und Dunkelkennlinien zur Charakterisierung zu, jedoch konnten  $SunsV_{oc}$ -Messungen durchgeführt werden. Die Ergebnisse der besten Solarzellen wurde in Tabelle 7-1 zusammengefasst. Die hocheffizienten Solarzellen zeigen sehr hohe Werte für den Pseudo-Füllfaktor PSFF von über 80 % und Leerlaufspannungen  $U_{oc}$  von 661 mV. Beide Werte deuten darauf hin, dass die Strukturierung der Ätzmaske mittels Laserablation keine signifikante Schädigung des Emitters verursacht und sich für die Umsetzung einer hocheffizienten Vorderseitenmetallisierung eignet. Die Solarzellen mit größerer Zellfläche zeigen ebenfalls gute Werte für den Pseudo-Füllfaktor PSFF aber deutlich geringere Leerlaufspannungen  $U_{oc}$ . Diese sind jedoch auf die Qualität des Ausgangsmaterials, die ganzflächige Rückseitenmetallisierung und den niederohmigeren Emitter zurückzuführen.

**Tabelle 7-1** Ergebnisse der  $SunsV_{oc}$ -Messungen der besten Solarzellen bei denen die Strukturierung der Ätzmaske mittels Laserablation durchgeführt wurde.

	$R_{SH}$ [Ohm/sq.]	AR-Schicht	PSFF [%]	$U_{oc}$ [mV]
Hocheffizienz-Zelle	120	SiO <sub>2</sub>	83,1	661
Siebdruck-Zelle	75	SiN <sub>x</sub>	80,5	604

### 7.3 Lackstrukturierung zur Isolation metallisierter Bereiche

Eine zweite wichtige Anwendung für eine strukturierte Ätzmaske besteht in der elektrischen Trennung metallisierter Bereiche. Bei neuartigen Solarzellenkonzepten wie dem EWT- und dem MWT-Konzept wird der p- und der n-Kontakt auf die Rückseite verlegt, um durch verminderte Abschattung und eine einfachere Verschaltung den Wirkungsgrad  $\eta$  zu steigern. Dadurch ergibt sich die Notwendigkeit die verschiedenen Kontakte auf der Rückseite voneinander zu trennen. Ein einfaches Vorgehen für die elektrische Trennung der Kontakte bietet die in Abbildung 7-4 dargestellte Prozessfolge. Dabei wird ganzflächig ein Aluminiumkontakt gebildet und anschließend ein Lack aufgedruckt, welcher mittels Laserablation strukturiert wird. Der strukturierte Lack dient im Folgenden als Ätzmaske während das Aluminium in HCl entfernt wird. Anschließend muss nur noch der Lack in Aceton gelöst werden und die Strukturierung der Rückseite ist abgeschlossen.

Da Aluminium wie alle Metalle für ein breites Wellenlängenspektrum eine hohe Absorption  $\alpha$  aufweist, kann das Silizium während des Laserprozesses nur anhand von Wärmeleitung erhitzt und potentiell geschädigt werden. Die verwendete Fluenz  $\Phi$  kann deutlich über der Schwellfluenz  $\Phi_T$  für den Abtrag des Lackes liegen, da die überschüssige Energie  $E$  für den Abtrag des Aluminiums eingesetzt wird und somit die Ätzdauer im Anschluss verkürzt.

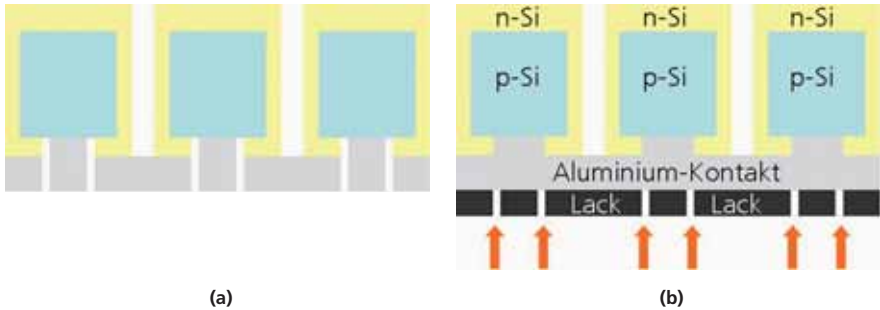


Abbildung 7-4 Schematische Darstellung einer Prozessfolge für einen strukturierten Rückseitenkontakt. Dabei wird die vollflächige Aluminiumkontaktierung durch einen laserstrukturierten Lack nasschemisch zwischen n- und p-Kontakten getrennt.

Um die Isolation durch die Verwendung einer Laserstrukturierten Ätzmaske zu testen, wurde auf einem Siliziumwafer mit planer Oberfläche eine 105 nm dicke  $\text{SiO}_2$ -Schicht aufgewachsen und im Anschluss eine 5  $\mu\text{m}$  dicke Aluminium-Schicht aufgedampft. Auf diese wurde eine organische Lackschicht gedruckt und mittels Laserablation im Muster, das in Abbildung 7-5 a dargestellt ist, strukturiert. Das gewählte Muster erlaubt eine Vielzahl an Parametervariationen und besitzt eine lange Trennungslinie. Für die Strukturierung wurde eine Laserquelle mit einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm und einer Pulslänge  $L_{\text{puls}}$  von 25 ns eingesetzt, die verwendete Pulsenergie  $E_{\text{puls}}$  betrug ca. 200  $\mu\text{J}$ . Im Anschluss wurde das Aluminium mit HCL nasschemisch entfernt und der Lack in Aceton gelöst. Eine Mikroskopaufnahme der Oberfläche nach der abgeschlossenen Isolation ist in Abbildung 7-5 b dargestellt und zeigt einen ca. 50  $\mu\text{m}$  breiten Isolationsgraben, in dem die  $\text{SiO}_2$ -Schicht anhand der blauen Färbung zu erkennen ist. Die Probe wurde daraufhin mit Laserschnitten von der nicht-metallisierten Seite her getrennt und der Widerstand  $R$  zwischen den metallisierten Bereichen mit einem Multimeter bestimmt. Die Messungen ergaben Widerstände  $R$  von über 1 MOhm wodurch bestätigt werden kann, dass die metallisierten Bereiche zuverlässig voneinander getrennt wurden.

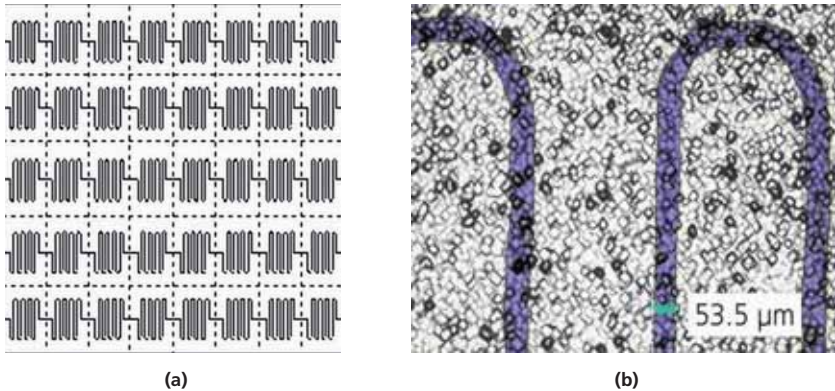


Abbildung 7-5 (a) zeigt eine schematische Darstellung der gelaserten Trennungsstrukturen. Aufgrund der Vielzahl von Strukturen konnte eine große Anzahl an Laserparametern getestet werden. An den gestrichelten Linien wurde nach Entfernung des Lacks die Probe von der nicht-metallisierten Seite her getrennt, so dass der Widerstand zwischen den getrennten Bereichen gemessen werden konnte. (b) zeigt eine Mikroskopaufnahme eines Trennungsgrabens nach Lösen der Ätzmaste.

## 7.4 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Strukturierung eines organischen Lacks mit unterschiedlichen Strahlungsquellen untersucht. Dabei ergaben sich folgende Erkenntnisse:

- Durch die Verwendung einer Wellenlänge  $\lambda$  von 2  $\mu\text{m}$  kann die Lackschicht strukturiert werden ohne das Siliziumsubstrat zu schädigen.
- Dies konnte durch Lebensdaueruntersuchungen und durch die Herstellung von hocheffizienten Solarzellen mit Leerlaufspannungen  $U_{OC}$  von bis zu 661 mV gezeigt werden.
- Der strukturierte Lack konnte außerdem erfolgreich zur Trennung elektrischer Kontakte eingesetzt werden. Ein Prozessschritt, der besonders interessant für rückseitig kontaktierte Solarzellen ist.

## 8 Laserkantenisolation mit ultra-kurzen Pulsen

### 8.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel wird die Laserkantenisolation LKI mit ultra-kurzen Pulsen untersucht. Laserpulse mit einer Länge  $L_{\text{Puls}}$  von einigen Pikosekunden haben den Vorteil, dass die Erwärmung lokal begrenzt ist und die Wärme aufgrund der geringen thermischen Eindringtiefe  $L_T$  nicht tief ins Material eindringen kann (vgl. Gl. 3-12). Dadurch wird das Silizium weniger tief aufgeschmolzen und der Emitter nicht verändert. Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, führt die Verwendung ultra-kurzer Pulse bei der Strukturierung von dünnen dielektrischen Schichten auf planen Oberflächen zu deutlich weniger Schädigung im Siliziumsubstrat als bei der Verwendung längerer Pulse. Diese Ergebnisse geben Anlass zur Vermutung, dass eine Laserkantenisolation mit ultra-kurzen Pulsen zu einem größeren Parallelwiderstand  $R_p$  und weniger Schädigung am Isolationsgraben führen könnte. Um einen genaueren Einblick in die Strukturierung von Silizium mit ultra-kurzen Pulsen zu erlangen, werden zu Beginn des Kapitels einige grundlegende Versuche zur Silizium-Strukturierung vorgestellt. Im Anschluss wird die Schädigung des Siliziums am Isolationsgraben wie von McIntosh et al. in [30] vorgeschlagen über die Sättigungsstromdichte  $J_{0, \text{Edge}}$  quantifiziert. Zum Schluss wird die Schädigung des Siliziums in der Umgebung der Isolationsgräben mit  $\mu$ -PI und  $\mu$ -Raman Messungen untersucht.

### 8.2 Siliziumabtrag mit ultra-kurzen Pulsen

Wie in z. B. [26] beschrieben, ist für die ausreichende Trennung zwischen Vorder- und Rückseitenkontakt ein 10  $\mu\text{m}$ - 20  $\mu\text{m}$  tiefer Graben bei der Verwendung von Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  im ns-Regime notwendig. Für die folgenden Untersuchungen zur Strukturierung von Silizium und der Laserkantenisolation mit ultra-kurzen Pulsen wurde die Strahlungsquelle Lumera Super Rapid verwendet, die in Kapitel 4.8 ausführlich beschrieben ist. Bei dieser Strahlungsquelle besteht die Möglichkeit bei einer bestimmten Repetitionsrate RPR nicht nur einzelne Laserpulse mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps sondern auch Pulszüge auszukoppeln. Die Anzahl der Pulse pro Zug  $N_{\text{Zug}}$  kann zwischen 1 und 499 Pulsen frei gewählt werden und der zeitliche Abstand der Pulse innerhalb eines Pulses beträgt 20 ns. Um eine geeignete Auswahl an Laserparametern für die Laserkantenisolation zu finden und den Einfluss von Pulsabstand PA und Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$  auf die Grabentiefe  $T_G$  zu untersuchen, wurden auf einem glanzgeätzten Siliziumwafer Gräben erzeugt.

Dabei wurde bei drei Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm  $\lambda$  eine Variation des Pulsabstands PA zwischen 0,5  $\mu\text{m}$  und 15  $\mu\text{m}$  durchgeführt. Die Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$  wurde zwischen 1 und 10 für 355 nm und 532 nm sowie zwischen 1 und 50 für 1064 nm variiert. Im Anschluss wurde die Tiefe der Gräben an drei Stellen mit einem konfokalen Mikroskop bestimmt.

Abbildung 8-1 zeigt die Mittelwerte und Standardabweichungen dieser Messungen exemplarisch für 355 nm und 1064 nm. Unabhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  bleibt die

Grabtiefe  $T_G$  für Pulsabstände PA zwischen  $15 \mu\text{m}$  und  $10 \mu\text{m}$  nahezu konstant und steigt dann stark mit abnehmendem Pulsabstand PA an. Mit zunehmender Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  steigt die Grabtiefe  $T_G$  an, wobei die Grabtiefen mit bis zu  $45 \mu\text{m}$  für die Grundwellenlänge aufgrund der höheren Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  deutlich höher ausfallen als bei den kürzeren Wellenlängen  $\lambda$ .

Dieser Trend ist sowohl für eine Wellenlänge  $\lambda$  von  $1064 \text{ nm}$  zu beobachten, bei der die Energie pro Pulszug mit der Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  ansteigt, als auch bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von  $355 \text{ nm}$  und  $532 \text{ nm}$ , bei denen die Energie pro Pulszug stark mit der Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  abnimmt. Ein höherer Materialabtrag bei geringerer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  durch eine höhere Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  kann dadurch erklärt werden, dass das Silizium beim Auftreffen der nachfolgenden Pulse im Pulszug noch nicht erkaltet ist. Wie bereits in Kapitel 5.2 diskutiert, wird das Silizium bei der Bestrahlung mit einem einzelnen Laserpuls der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von  $10 \text{ ps}$  geschmolzen. Ist die Temperatur im Silizium durch den vorherigen Puls noch erhöht, so wird die Absorption  $\alpha$  gesteigert und falls das Silizium noch flüssig ist, wird das flüssige Material ausgetrieben. Da zum Schmelzen des Siliziums deutlich weniger Energie wie für das Verdampfen desselben Volumens notwendig ist, kann auf diese Weise deutlich mehr Material bei einer geringeren Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  abgetragen werden.

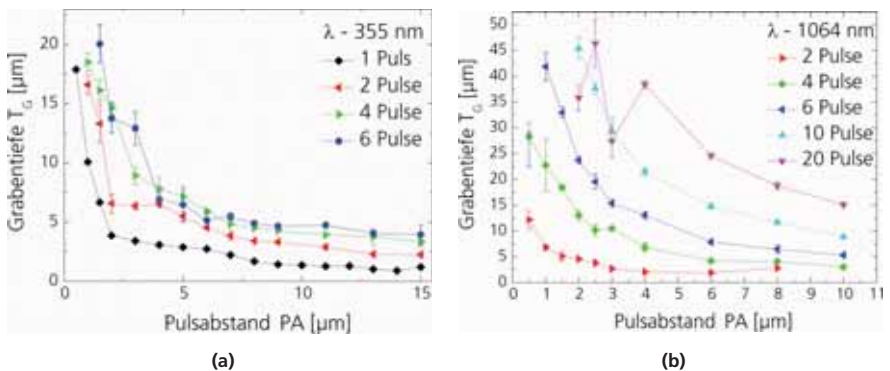


Abbildung 8-1 zeigt die Grabtiefe  $T_G$  in Abhängigkeit des Pulsabstands PA für Wellenlängen  $\lambda$  von  $355 \text{ nm}$  (a) und  $1064 \text{ nm}$  (b) für verschiedene Anzahlen von Pulsen pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$ . Für beide Wellenlängen  $\lambda$  nimmt die Grabtiefe  $T_G$  mit abnehmendem Pulsabstand PA und einer steigenden Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$  zu.

### 8.3 Laserkantenisolation mit ultra-kurzen Pulsen

Bei der Laserkantenisolation ist neben einer ausreichenden Isolation auch eine geringe Schädigung am Lasergraben wichtig. Der Isolationsgraben durchtrennt den Emitter, der pn-Übergang wird freigelegt und nicht passiviert. Durch die Gitterunterbrechung an der Oberfläche wird ein Rekombinationsstrom  $I_{0, \text{Edge}}$  bedingt, der bei einer großen Schädigung des Siliziums durch den Laserprozess, die Effizienz  $\eta$  der Solarzelle beeinflusst [30]. Im Folgenden wird ein von

McIntosh et al. [93] vorgestelltes Modell zur Ermittlung der Rekombinationsstromdichte  $J_{0, Edge}$  erläutert und benutzt, um verschiedene Laserparameter hinsichtlich ihrer Schädigung bei der Laserkantenisolation zu vergleichen.

### 8.3.1 Modell zur Quantifizierung der Laserschädigung

McIntosh beschreibt eine Solarzelle mit einem Isolationsgraben gemäß Gl. 8-1, wobei die Rekombination in der Raumladungszone RLZ vernachlässigt wird. Er erweitert das klassische Ein-Dioden-Modell um eine Diode mit einem Idealitätsfaktor  $n_{OH}$  von zwei und dem Sättigungsstrom  $I_{0, Edge}$  welche über einen Serienwiderstand  $R_E$  an das Ein-Dioden-Modell koppelt und die Rekombination am Isolationsgraben wiedergibt. Der Serienwiderstand  $R_E$  ist gemäß Gl. 8-2 durch den Schichtwiderstand  $R_{SH}$  des Emitters und die Distanz zwischen äußerstem Kontaktfinger und Isolationsgraben  $d_{LKI}$  bestimmt.

$$I(U) = I_{01} \cdot \left( e^{\frac{U - I \cdot R_S}{n_1 \cdot U_{th}}} - 1 \right) + \frac{U - I \cdot R_S}{R_p} + I_{0, Edge} \cdot \left( e^{\frac{U - R_S \cdot I - R_E}{n_{OH} \cdot U_{th}}} - 1 \right) \quad \text{Gl. 8-1}$$

$I_{0, Edge}$  – Sättigungsstrom am Lasergraben

$n_{OH}$  – Idealitätsfaktor

$d_{LKI}$  – Abstand äußerster Finger zum Graben

$R_E$  – Serienwiderstand

$$R_E = \frac{R_{SH}}{4} \int_0^{d_{LKI}} \frac{dx}{L + 2x} = \frac{R_{SH}}{8} \ln \left( \frac{L + 2 d_{LKI}}{L} \right) \quad \text{Gl. 8-2}$$

$L$  – Kantenlänge der Solarzelle

Für die Untersuchung der isolierten Solarzellen wird eine Betrachtung des lokalen Idealitätsfaktors  $m$  durchgeführt, welcher aus der Dunkelkennlinie der Solarzellen gemäß Gl. 2-17 abgeleitet werden kann. Die  $m$ - $U$  Kennlinien der isolierten Solarzellen zeigen einen Hügel zwischen Spannungen  $U$  von ca. 300 mV bis 550 mV, der durch den Sättigungsstrom  $I_{0, Edge}$  am Lasergraben bewirkt wird. Die Höhe des Hügels ist durch die Höhe des Sättigungsstroms  $I_{0, Edge}$  bestimmt und die Lage des Hügels durch die Größe des Serienwiderstands  $R_E$ . Da der Widerstand  $R_E$  durch Messung des Schichtwiderstands  $R_{SH}$  und dem Abstand  $d_{LKI}$  vom äußersten Finger zum Lasergraben bestimmt ist, kann der Sättigungsstrom  $I_{0, Edge}$  durch Anpassung des in Gl. 8-1 wiedergegebenen Zusammenhangs an die  $m$ - $U$  Kennlinie als freier Parameter ermittelt werden. Wird der Sättigungsstrom  $I_{0, Edge}$  für verschiedene Abstände des Lasergrabens vom äußersten Finger  $d_{LKI}$  ermittelt, so muss sich zwischen den ermittelten Sättigungsströmen  $I_{0, Edge}$  und den Umfängen der Lasergräben  $U_{LKI}$  ein linearer Zusammenhang ergeben.

### 8.3.2 Bestimmung der Laserschädigung am LKI-Graben

Für den Vergleich der Schädigung bei verschiedenen Laserparametern für die Laserkantenisolation LKI werden hocheffiziente Solarzellen mit einer Größe von 20 x 20 mm<sup>2</sup> auf einem 4 Zoll FZ-Siliziumwafer hergestellt. Die Probe wird auf der Vorderseite ganzflächig mit einem Schichtwiderstand  $R_{SH}$  von 120 Ohm/sq. diffundiert und beidseitig über eine thermische

SiO<sub>2</sub>-Schicht passiviert. Die Rückseite wird mit einer 2 µm dicken aufgedampften Aluminiumschicht und LFC kontaktiert. Die Kontakte auf der texturierten Vorderseite werden nach photolithographischer Strukturierung der Antireflex-Schicht durch Aufdampfen einer TiPdAg-Schicht und Ag-Galvanik hergestellt.

Jeweils eine Solarzelle wird im Folgenden mit einem Laserparameter in einem Abstand  $d_{LKI}$  zur Zellfläche von 22,5 mm isoliert und die Dunkelkennlinie aufgenommen. Im Anschluss wird der Abstand  $d_{LKI}$  sukzessive bis auf 1,0 mm verringert und nach jedem Isolationsschritt die Dunkelkennlinie aufgenommen (vgl. Abbildung 8-2 a). Aus den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Untersuchungen zur Grabtiefe  $T_G$  in Abhängigkeit von Wellenlänge  $\lambda$ , Pulsabstand PA und Anzahl an Pulsen pro Pulszug  $N_{Zug}$  wurden die Parameter aus gesucht, welche zu Grabtiefen  $T_G$  zwischen 10 µm und 20 µm führten. Dabei kommen wie in Abbildung 8-2 b aufgelistet alle drei Wellenlängen  $\lambda$  zum Einsatz und eine Variation des Pulsabstands PA und der Pulsanzahl  $N_{Zug}$  wird durchgeführt. Weiterhin wird als Referenzprozess der momentane Standard-Prozess des Fraunhofer ISE für die Laserkantenisolation verwendet, der bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns, einem Pulsabstand PA von 2 µm und einer Pulsenergie  $E_{Puls}$  von ca. 170 µJ durchgeführt wird. Im Anschluss an den letzten Isolationsschritt wird neben der Dunkelkennlinie ebenfalls die Hellkennlinie gemessen.

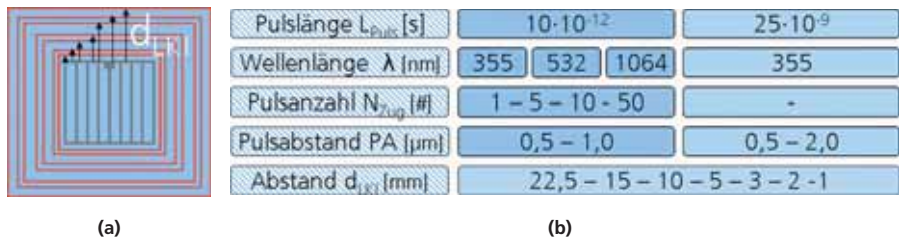


Abbildung 8-2 (a) Schematische Darstellung der Variation des Abstandes zwischen Lasergraben und äußerstem Finger der Solarzelle  $d_{LKI}$ . (b) Parametervariation bei der Laserkantenisolation, neben der Verwendung von ultra-kurzen Pulsen wird auch der bisherige Standardprozess als Referenz eingesetzt.

Aus den Dunkelkennlinien der Solarzellen wird im Anschluss gemäß Gl. 2-18 der lokale Idealitätsfaktor  $m$  iterativ bestimmt. Abbildung 8-3 zeigt die  $m$ -U Kennlinien zweier Laserparameter unter Variation des Abstandes zwischen Lasergraben und der Zellfläche  $d_{LKI}$ . In Abbildung 8-3 a ist die Isolation mit ultra-kurzen Pulsen und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm durchgeführt worden und Abbildung 8-3 b zeigt die  $m$ -U Kennlinie des Referenzprozesses. Deutlich ist zu erkennen, wie für beide Laserparameter der Hügel in der  $m$ -U Kennlinie aufgrund des kleiner werdenden Serienwiderstandes  $R_E$  mit abnehmendem Abstand  $d_{LKI}$  zu höheren Spannungen  $U$  hin verschoben wird. Die Höhe des Hügels sinkt mit abnehmendem Abstand  $d_{LKI}$ , was durch die Reduzierung der Grabenlänge und der damit verbundenen Abnahme des Sättigungsstroms  $I_{0, Edge}$  erklärt werden kann. Die Kennlinien der beiden Laserparameter unterschieden sich deutlich in der Höhe des Hügels, was auf eine unterschiedlich hohe Schädigung hindeutet.



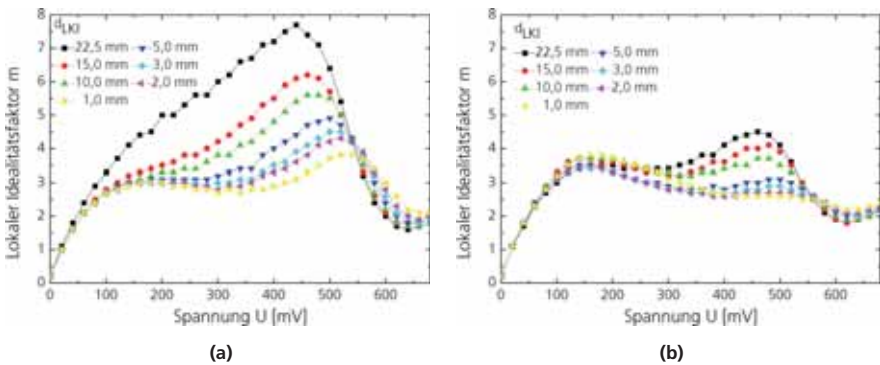


Abbildung 8-3 zeigt die m-U Kennlinien zweier Laserparameter für verschiedene Abstände des Lasergrabens von der Zellfläche  $d_{LKI}$ . Die Position des Hügels in der Kennlinie verschiebt sich mit abnehmendem Abstand  $d_{LKI}$  zu höheren Spannungen  $U$  und die Höhe des Hügels nimmt mit abnehmendem Sättigungsstrom  $I_{0, Edge}$  ab. (a) zeigt die Kennlinie unter Verwendung von ultra-kurzen Pulsen und (b) den Referenzprozess bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns.

Um den Rekombinationsstrom am Lasergraben  $I_{0, Edge}$  zu ermitteln, werden die Dunkelkennlinien der Solarzellen nach dem Modell in Gl. 8-1 gefittet und  $I_{0, Edge}$  als freier Parameter bestimmt. Die m-U Kennlinien werden im Anschluss aus der Kurvenanpassung der Dunkelkennlinie berechnet (vgl. Abbildung 8-4). Die Serienwiderstände  $R_S$  und  $R_E$ , der Parallelwiderstand  $R_p$  und der Sättigungsstrom  $I_{01}$  in Basis und Emitter werden bei der Bestimmung des Sättigungsstroms  $I_{0, Edge}$  als konstant angenommen. Der Serienwiderstand  $R_E$  wird gemäß Gl. 8-2 aus Schichtwiderstand  $R_{SH}$  und dem Abstand des Grabens von der Zellfläche  $d_{LKI}$  berechnet. Der Sättigungsstrom  $I_{01}$  und der Serienwiderstand  $R_S$  wird, wie in Kapitel 2.6 beschrieben, aus den  $SunV_{oc}$ -Messungen der Solarzellen ermittelt. Der Parallelwiderstand  $R_p$  wurde aus den Dunkelkennlinien der Solarzellen vor der Laserkantenisolation LKI bestimmt. Da bei kleinen Spannungen  $U$  die Kennlinie durch den Parallelwiderstand  $R_p$  dominiert wird, kann dieser aus dem Quotienten von Strom  $I$  und Spannung  $U$  berechnet werden. Der Parallelwiderstand  $R_p$  wurde auf diese Weise für alle Solarzellen bestimmt und war in jedem Fall größer als  $4 \text{ k}\Omega \text{ cm}^2$ . Es wurde angenommen, dass aufgrund der großen Parallelwiderstände  $R_p$  kleinere Schwankungen die Kurvenanpassung nicht beeinflussen. Daher wurde bei der Bestimmung des Rekombinationsstroms  $I_{0, Edge}$  ein konstanter Wert von  $8 \text{ k}\Omega \text{ cm}^2$  für den Parallelwiderstand  $R_p$  angenommen.

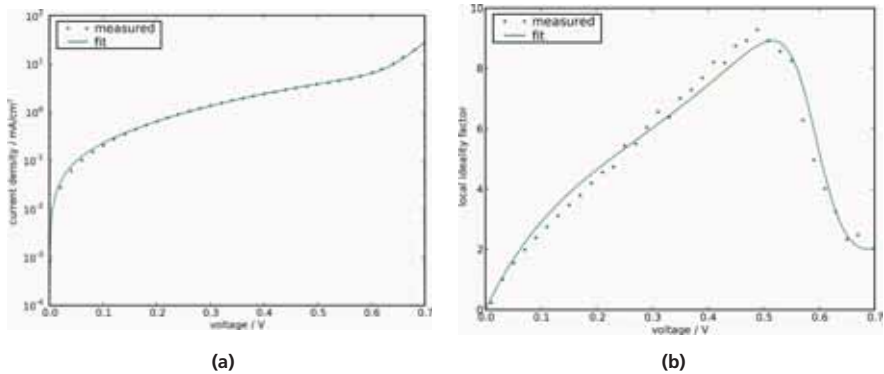


Abbildung 8-4 zeigt die Dunkelkennlinie (a) und die daraus berechnete  $m$ - $U$  Kennlinie (b) für eine Solarzelle, die mit einem Lasergraben im Abstand  $d_{LK}$  von 22,5 mm isoliert wurde.

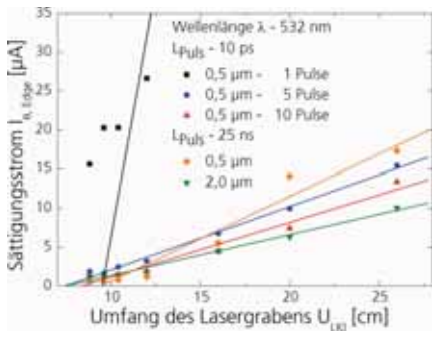
Bei der Anpassung der Dunkelkennlinien wurde der Idealitätsfaktor  $n_{OH}$  variabel gehalten, um eine möglichst gute Übereinstimmung zu erhalten. In Übereinstimmung mit [30] ergaben sich Werte für  $n_{OH}$  von größer 2,5 und damit über dem theoretisch vorhergesehenen Wert von 2. Neben der in [30] aufgeführten Begründung der Inhomogenität des Schichtwiderstands  $R_{SH}$  kann ebenfalls die Vernachlässigung der Rekombination in der Raumladungszone RLZ zu Abweichungen im Verlauf der Kennlinie führen, die durch einen größeren Idealitätsfaktor  $n_{OH}$  ausgeglichen werden. Weiterhin kann bei einer starken Schädigung des Kristallgitters durch z. B. die Laserkantenisolation eine sehr hohe Dichte an Störstellen in der Bandlücke  $E_G$  entstehen, die nach Breitenstein et al. [95] zu Idealitätsfaktoren  $n$  größer zwei führt.

Nach der Bestimmung wurden die Rekombinationsströme an den Lasergräben  $I_{0, Edge}$  gegen den Umfang des Lasergrabens  $U_{LK}$  aufgetragen. Die Zusammenhänge sind für einige Laserparameter bei Wellenlängen  $\lambda$  von 532 nm und 1064 nm in Abbildung 8-5 dargestellt. Die Ergebnisse bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 355 nm stimmen bezüglich der beobachteten Korrelationen mit den Ergebnissen bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 532 nm überein und sind deswegen nicht explizit aufgeführt.

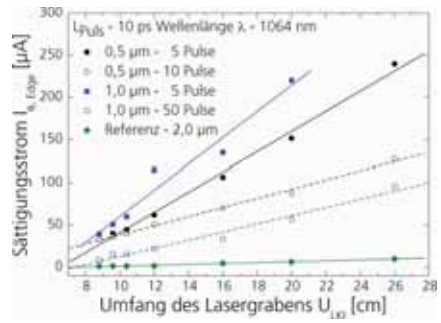
Die Rekombinationsströme  $I_{0, Edge}$  zeigen für die verschiedenen Laserparameter den erwarteten linearen Zusammenhang, welcher als erstes Indiz für eine qualitativ korrekte Bewertung der Schädigung am Lasergraben gewertet werden kann. Die Verläufe wurden linear gefittet, wobei die Steigung der Geraden ein Maß für die Schädigung durch den Laserprozess darstellt. Bei Wellenlängen von 355 nm und 532 nm zeigt sich, dass mit zunehmender Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{Zug}$  die Schädigung zurückgeht. Eine extrem hohe Schädigung wird bei nur einem Puls pro Pulszug erreicht. Bei höheren Pulsanzahlen  $N_{Zug}$  von ca. 10 nähert sich die Schädigung dem Referenzniveau an, das aber von allen Parametern die geringste Steigung mit  $0,5 \mu A \text{ cm}^{-1}$  aufweist. Da die Energie pro Pulszug in der zweiten und dritten Harmonischen mit steigender Pulsanzahl  $N_{Zug}$  abnimmt, kann eine geringere Schädigung durch eine kleinere Pulsenergie  $E_{Puls}$  erklärt werden.

Bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm wird die Solarzelle deutlich stärker durch die Laserkantenisolierung geschädigt, was durch die deutlich höheren Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$  im Vergleich zu den kürzeren Wellenlängen  $\lambda$  zu erklären ist. Jedoch fällt auf, dass die Schädigung ebenfalls mit zunehmender Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  sinkt, obwohl die Energie pro Pulszug steigt.

Somit wird weniger Schädigung erzeugt, wenn die Energie über einen größeren Zeitraum in das System eingebracht wird. Die Wechselwirkungsdauer stellt den dominierenden Faktor für die laserinduzierte Schädigung bei der Laserkantenisolierung dar. Dies zeigt sich besonders deutlich bei der Grundwellenlänge, bei welcher die Schädigung trotz steigender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  sinkt. Bei der Verwendung von nur einem ultra-kurzen Laserpuls ist die Schädigung mit Abstand am größten und auch bei Vergrößerung der Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  kann im optimalen Fall das Referenzniveau erreicht aber nicht unterschritten werden. Eine Erklärung für die verminderte Schädigung bei steigender Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  könnte in einem veränderten Abtragsmechanismus liegen. Steigt die Anzahl der Pulse  $N_{\text{Zug}}$  im Pulszug, so wird Material vermehrt flüssig abgetragen und das Material ist noch vom vorherigen Puls erwärmt. Durch die Restwärme könnten die auftretenden Temperaturgradienten vermindert und so thermische Spannungen im Material reduziert werden.



(a)



(b)

Abbildung 8-5 zeigt den Sättigungsstrom  $I_{0, \text{Edge}}$  in Abhängigkeit des Umfangs des Lasergrabens  $U_{\text{LK}}$  für verschiedene Laserparameter.

Um zu prüfen ob die ermittelten Rekombinationsströme  $I_{0, \text{Edge}}$  die Schädigung quantitativ wiedergeben, werden die Füllfaktoren FF der Solarzellen mit den Rekombinationsströmen  $I_{0, \text{Edge}}$  verglichen. Wie in Abbildung 8-6 dargestellt, korrelieren die Füllfaktoren FF gut mit ermittelten Rekombinationsströmen  $I_{0, \text{Edge}}$ . So nehmen unabhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  mit steigender Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  die Füllfaktoren FF zu und erreichen das Referenzniveau von ca. 73,5 %. Dieses insgesamt sehr niedrige Niveau der Füllfaktoren FF ist auf das große Verhältnis von Länge des Lasergrabens zu Solarzellenfläche zurückzuführen, wodurch der Einfluss des Lasergrabens auf die Solarzellen sehr groß ist.

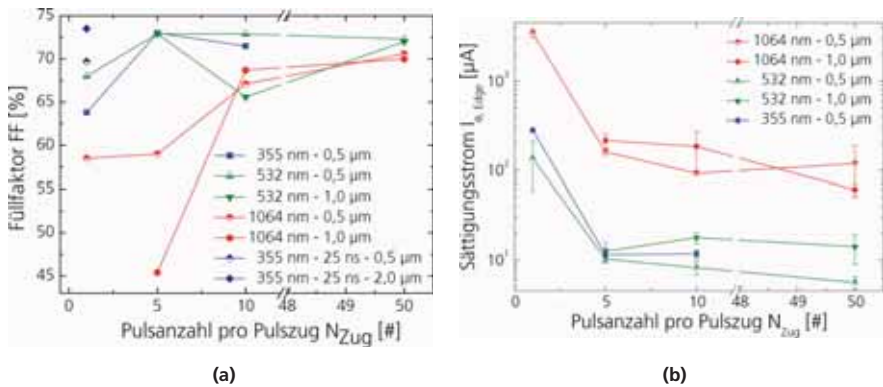


Abbildung 8-6 (a) zeigt die Füllfaktoren FF der hocheffizienten Solarzellen in Abhängigkeit der Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{Zug}$ . Die Füllfaktoren korrelieren mit den ermittelten Rekombinationsströmen  $I_{0, Edge}$ , die in Abhängigkeit der Pulsanzahl  $N_{Zug}$  in (b) aufgetragen sind.

Für industrielle Solarzellen wird dieses Verhältnis durch die lineare Zunahme des Lasergrabens im Vergleich zur quadratischen Zunahme der Solarzellenfläche geringer und mit ihm der Einfluss des Lasergrabens. Um den Einfluss des Lasergrabens auf die Solarzelle zu ermitteln, wurde für verschiedene Rekombinationsströme  $I_{0, Edge}$  bei einem konstanten Abstand  $d_{LKI}$  von 1,0 mm der Wirkungsgrad  $\eta$  mit dem in Gl. 8-1 wiedergegebenen Modell in Abhängigkeit der Solarzellenfläche berechnet. Die in Abbildung 8-7 a dargestellten Verläufe des Wirkungsgrads  $\eta$  für drei verschiedene Laserparameter zeigen die erwartete Zunahme mit steigender Solarzellenfläche. Bei einer Fläche von  $156 \times 156 \text{ mm}^2$ , die einer industriellen Standard-Solarzelle entspricht, zeigt sich nur für den Parameter mit der größten Schädigung eine Reduzierung im Wirkungsgrad  $\eta$ . Bei der Betrachtung der Kurven fällt auf, dass sich zwei der Kurven schneiden. Dies kann auf die Startwerte der Berechnung zurückgeführt werden, die den Solarzellenparametern der jeweiligen Laserparameter bei der Bestimmung des Sättigungsstroms  $I_{0, Edge}$  entsprechen. Daher variiert das Potential der Solarzellen und damit auch die Abhängigkeit des Wirkungsgrads  $\eta$  leicht.

Es wird entscheidender einen Laserparameter mit geringer Schädigung zu verwenden, wenn die Grabenlänge deutlich zunimmt, wie im Fall der MWT-Solarzellen. Neben der Isolation auf der Vorderseite ist hier eine Trennung des n- und p-Kontakts auf der Rückseite notwendig. Wird angenommen, dass sich hierbei die Grabenlänge versechsfacht, so ergibt sich die in Abbildung 8-7 b dargestellte Abhängigkeit des Wirkungsgrads  $\eta$  von der Zellfläche. Durch den längeren Lasergraben wird der Wirkungsgrad  $\eta$  im Vergleich zur Standard-Solarzelle deutlich reduziert.

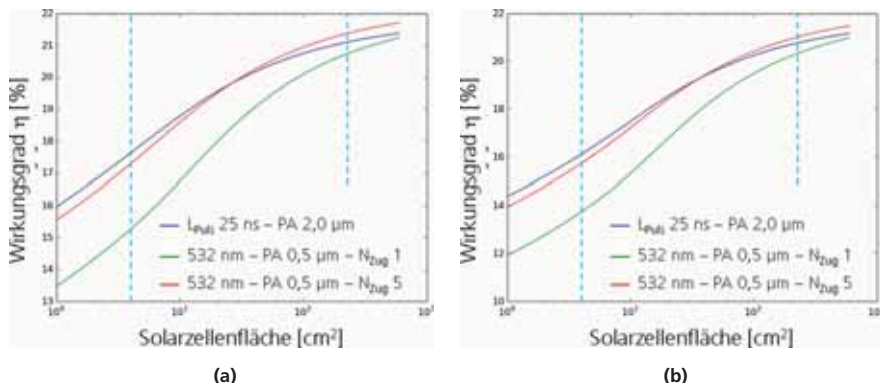


Abbildung 8-7 zeigt den Wirkungsgrad  $\eta$  einer Standard-Solarzelle (a) und einer MWT-Solarzelle (b) in Abhängigkeit der Solarzellenfläche für verschiedene Laserparameter bei der Kantenisolation. Mit zunehmender Fläche sinkt der Einfluss des Lasergrabens auf den Wirkungsgrad  $\eta$ , wobei die MWT-Solarzelle aufgrund des deutlich längeren Grabens mehr durch die Schädigung am Graben beeinflusst wird. Die gestrichelten senkrechten Linien markieren eine  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  große Fläche einer Laborzelle und eine  $156 \times 156 \text{ mm}^2$  große Fläche einer industriellen Solarzelle.

## 8.4 Ortsaufgelöste Schädigungsanalyse der LKI-Gräben

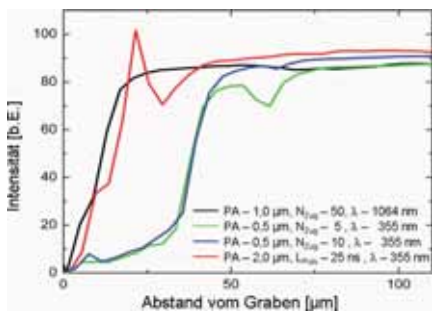
$\mu$ -Raman und  $\mu$ -Photolumineszenz Messungen, die in Kapitel 2.7 näher beschrieben werden, ermöglichen eine lokale Analyse der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  und der Verspannungen im Silizium. Da die Untersuchungen im vorherigen Abschnitt eine hohe Schädigung bei der Laserkantenisolierung LKI mit ultra-kurzen Pulsen ergeben haben, kann die Hypothese, dass diese Schädigungen durch große Temperaturgradienten bedingte Verspannungen erzeugt werden, geprüft werden. Die Messungen werden an vier Lasergräben durchgeführt, die auf glanzgeätzter Oberfläche mit verschiedenen Laserparametern erzeugt wurden. Dabei kommen neben dem Referenzprozess bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns auch ultra-kurze Pulse mit variierender Pulsanzahl  $N_{\text{Zug}}$  und Pulsabstand PA zum Einsatz (vgl. Tabelle 8-1).

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 8-8 dargestellt. Die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  wird nur qualitativ wiedergegeben und ist proportional zur Intensität des detektierten Licht. Für alle Laserparameter nimmt die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  mit zunehmendem Abstand von Lasergraben zu. Allerdings fällt auf, dass für Pulsabstände PA von  $0,5 \mu\text{m}$  die Lebensdauer erst bei einem Abstand von ca.  $30 \mu\text{m}$  ansteigt und bei einer Entfernung von ca.  $50 \mu\text{m}$  kein Einfluss des Lasergrabens auf die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  zu messen ist. Für größere Pulsabstände PA hingegen nimmt die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  näherungsweise linear mit zunehmendem Abstand zu und bereits bei ca.  $15 \mu\text{m}$  zeigt die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  keinen Einfluss des Lasergrabens. In Abbildung 8-8 b sind die Spannungen in der Umgebung des Lasergrabens dargestellt. Das Licht, das durch die über

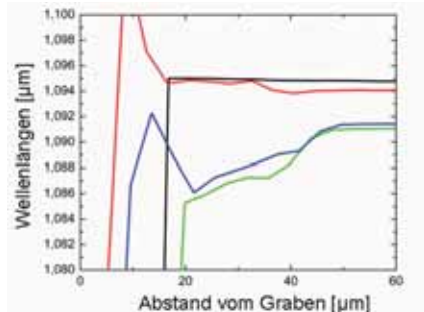
die Bandlücke  $E_G$  rekombinierenden Elektronen ausgesendet wird, hat eine Wellenlänge  $\lambda$  von 1130 nm. Treten Verspannungen im Material auf, so variiert diese Wellenlänge  $\lambda$  und je stärker diese Verspannungen sind, desto größer ist die Abweichung. Die Ergebnisse der Messungen zeigen, dass bei einem Pulsabstand PA von 0,5  $\mu\text{m}$  das Silizium im Abstand bis ca. 50  $\mu\text{m}$  hohe Spannungen aufweist, welche die erniedrigten Lebensdauern  $\tau_{\text{eff}}$  erklären. Für größere Pulsabstände PA werden deutlich geringere Spannungen gemessen und ab einem Abstand von maximal 20  $\mu\text{m}$  ist kein Einfluss des Lasergrabens mehr messbar.

**Tabelle 8-1:** Laserparameter zur Erzeugung von Gräben für die lokale Untersuchung der Verspannungen und Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  mittels  $\mu\text{-PI}$  und  $\mu\text{-Raman}$  Messungen.

Wellenlänge $\lambda$ [nm]	Pulsabstand PA [ $\mu\text{m}$ ]	Pulsanzahl $N_{\text{Zug}}$ [#]	Pulslänge $L_{\text{Puls}}$ [s]
1064	1,0	50	$10 \cdot 10^{-12}$
355	0,5	10	$10 \cdot 10^{-12}$
355	0,5	5	$10 \cdot 10^{-12}$
355	2	-	$25 \cdot 10^{-9}$



(a)



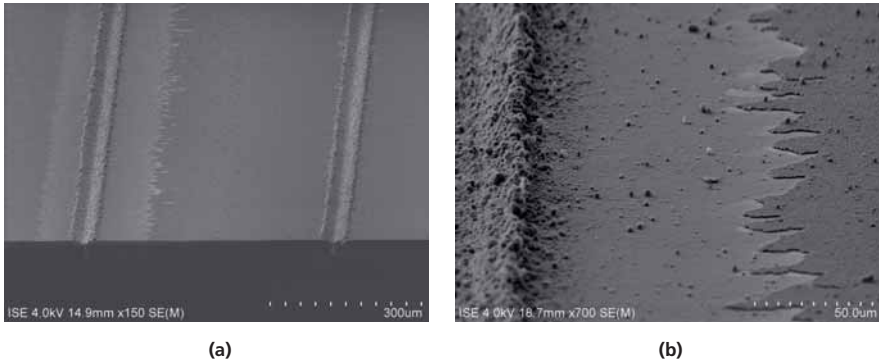
(b)

Abbildung 8-8 (a) zeigt qualitativ die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  in der Umgebung des Lasergrabens für verschiedene Laserparameter. Bei kleinen Pulsabständen PA von 0,5  $\mu\text{m}$  ist die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  deutlich schlechter als bei größeren Pulsabständen. Eine Betrachtung der Verspannungen im Material zeigt, dass bei geringen Pulsabständen PA eine große Verspannung in der Umgebung des Lasergrabens vorhanden ist, die für die Reduktion der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  verantwortlich ist.

Die Messungen bestätigen, dass zumindest bei Pulsabständen PA von 0,5  $\mu\text{m}$  durch ultra-kurze Pulse eine hohe Verspannung im Silizium erzeugt und die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Ladungsträger verringert wird. Diese Ergebnisse bestätigen die Vermutung, dass ultra-kurze Pulse hohe Temperaturgradienten und damit ein hohes Maß an Schädigung erzeugen. Allerdings zeigt sich

bei der Bestimmung des Rekombinationsstroms am Lasergraben  $I_{0, \text{Edge}}$  keine Abhängigkeit vom Pulsabstand PA.

Um einen optischen Eindruck der Lasergräben bei unterschiedlichen Pulsabständen PA zu erhalten, wurden auf glanzgeätzten Siliziumwafern Lasergräben erzeugt und REM-Aufnahmen angefertigt. Für die Erzeugung der Gräben wurde eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps und eine Wellenlänge  $\lambda$  von 532 nm verwendet, wobei der Pulsabstand PA beginnend bei 0,5  $\mu\text{m}$  vergrößert wurde. Abbildung 8-9 a zeigt die Lasergräben mit Pulsabständen PA von 0,5  $\mu\text{m}$  und 1,0  $\mu\text{m}$ . In der Umgebung des Lasergrabens mit dem größeren Pulsabstand PA ist eine Einflusszone zu erkennen, die in etwa die Breite des Lasergrabens besitzt und bei einem Pulsabstand von 0,5  $\mu\text{m}$  nicht auftritt. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, dass in dieser Einflusszone die obersten Siliziumlagen entfernt sind. Damit scheint die Verspannung im Material bei Pulsabständen PA größer als 0,5  $\mu\text{m}$  so groß zu sein, dass sie unter Abspregung der obersten Siliziumlagen relaxiert. Durch den Abbau der Verspannung wird die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  in der Umgebung erhöht. Tritt diese Relaxation auf einer diffundierten und beschichteten Probenoberfläche auf, so werden neben den obersten Siliziumlagen auch die Passivierungswirkung der Antireflex-Schicht und der Emitter beschädigt.



## 8.5 Kapitelzusammenfassung

Da bei der Strukturierung von Silizium mit ultra-kurzen Pulsen ein Schmelzen des Siliziums nicht verhindert werden kann, wird die erforderliche Grabentiefe  $T_G$  bei der Laserkantenisolation LKI nicht reduziert. Aufgrund der kurzen Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps entstehen große Temperaturgradienten, die zu Verspannungen im Material und einem hohen Maß an Schädigung führen. Diese Verspannungen werden entweder durch Relaxationen im Material und dem Entfernen der

---

obersten Siliziumlagen ausgeglichen oder reduzieren stark die Lebensdauer in der Umgebung des Lasergrabens. Die Schädigung der Solarzelle konnte durch die Bestimmung der Sättigungsstromdichte  $J_{0, Edge}$  für verschiedene Laserparameter quantifiziert werden. Durch den Vergleich der Sättigungsstromdichten  $J_{0, Edge}$  zeigte sich, dass die Schädigung mit abnehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$  und zunehmender Pulsanzahl  $N_{Zug}$  abnimmt. Den dominierenden Einfluss hat hierbei die Anzahl an Pulsen pro Pulszug  $N_{Zug}$ , welche eine langsamere Deponierung der Energie im Silizium bewirkt. Entsprechend dieser Ergebnisse konnte bei hohen Pulsanzahlen  $N_{Zug}$  das Niveau des Referenzprozesses, der bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 25 ns durchgeführt wird, ungefähr erreicht aber nicht überschritten werden. Der Vergleich der ermittelten Sättigungsstromdichten  $J_{0, Edge}$  mit den Füllfaktoren FF der Solarzellen zeigte eine gute Korrelation.





## 9 Analyse des Lochbohrprozesses

### 9.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel wird der Bohrprozess für Via-Löcher untersucht, die für rückseitig kontaktierte Solarzellenkonzepte wie EWT- oder MWT-Solarzellen benötigt werden. Dabei steht vor allem die Optimierung der Prozessgeschwindigkeit, eine Minimierung der laserinduzierten Schädigung als auch eine möglichst vollständige Beschreibung des Prozesses im Vordergrund. Dazu wird zuerst der Einfluss von Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  untersucht und eine Analyse der Effizienz des Bohrprozesses und der optischen Effekte vorgenommen. Im Anschluss wird der Einfluss von Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  auf die laserinduzierte Schädigung untersucht. Dabei kommen verschiedene Analyseverfahren zur Bestimmung der Schädigung zum Einsatz.

### 9.2 Anforderungen an den Bohrprozess

Das Bohren der Via-Löcher für MWT- und EWT-Solarzellen ist der erste Prozessschritt und obwohl die Spezifikationen der Löcher für beide Solarzellenkonzepte variieren, müssen zwei grundlegende Anforderungen an den Bohrprozess gestellt werden. Zum einen soll die Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  so kurz wie möglich sein und zum anderen soll so wenig Schädigung wie möglich im Silizium erzeugt werden. Zum Bohren der Löcher wird der Laserstrahl in einem Linienmuster über die Probe geführt, wie schematisch in Abbildung 9-1 dargestellt ist. Dabei ist die Verfahrgeschwindigkeit  $v_{\text{Scan}}$  der Scannerspiegel so groß, dass die einzelnen Laserpulse räumlich von einander getrennt in einem Abstand von ca. 1 mm für EWT-Solarzellen auf die Probenoberfläche treffen. Da die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  eines einzelnen Pulses nicht ausreicht, um den Wafer zu durchbohren, wird das Linienmuster so oft wiederholt bis die Löcher den Wafer durchbohren. Bei jeder Wiederholung trifft der Laserpuls genau an die Stelle, welche beim vorherigen Durchlauf bearbeitet wurde. Dieser Prozess wird auch als Bohren „on-the-fly“ bezeichnet.

**Tabelle 9-1:** Übersicht der für die Bohrprozesse verwendeten Laserquellen und der zugehörigen Parameterbereiche

Bezeichnung	IR50	IR70	StarCut	SuperRapid
Wellenlänge $\lambda$	1030 nm	1030 nm	1030 nm	1064 nm
Pulslänge $L_{\text{Puls}}$	250 – 2000 ns	250 – 2000 ns	1 $\mu\text{s}$	10 ps
Pulsenergie $E_{\text{Puls}}$	0,5 – 5,0 mJ	0,5 – 7 mJ	1,2 – 2,8 mJ	80 – 380 $\mu\text{J}$

Neben diesem Bohrprozess gibt es noch zwei weitere Prozessvariationen zum Bohren von Via-Löchern, die aufgrund ihrer höheren Prozesszeit jedoch für die industrielle Fertigung

uninteressant sind. Beim ersten Alternativprozess, dem sogenannten Trepannieren, wird der Laserstrahl in einer Kreisbahn über die Oberfläche geführt. Der Radius  $r_{\text{Kreis}}$  der Kreisbahn ist dabei so gewählt, dass die Summe der Radien der Kreisbahn und des Laserspots  $r_{\text{Laser}}$  ungefähr dem Lochradius  $r_{\text{Loch}}$  entsprechen. Die dritte Möglichkeit ein Loch zu bohren, besteht darin, den Laserstrahl so lange auf die Oberfläche zu richten bis der Wafer lokal durchbohrt ist. Im Anschluss wird der Laser abgeschaltet und zur nächsten Lochposition bewegt und wieder für die Dauer  $\delta t$ , die für die Durchbohrung notwendig ist, angeschaltet. Wird im Folgenden nicht ausdrücklich daraufhingewiesen, dass eine der beiden Alternativprozesse angewendet wurde, wird in den Experimenten das Bohren „on-the fly“ untersucht. Die verwendeten Laserquellen und ihre Parameterbereiche sind in Tabelle 9-1 dargestellt.

**Tabelle 9-2:** Prozessparameter für MWT- und EWT-Solarzellen<sup>16</sup>

	EWT	MWT
Durchmesser	~40 µm	~80 µm
Anzahl Löcher	~25000	~16-80
$T_{\text{Prozess}}$	~24,5 s	~0,4-0,6 s
Durchlaufzeit	~2,45 s	~0,05 s

In Tabelle 9-2 sind die Prozessparameter für beide Solarzellenkonzepte aufgelistet. Neben einem größeren Durchmesser  $d_{\text{Löcher}}$  für MWT-Solarzellen, fällt vor allem die deutlich kürzere Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  auf, welche durch die geringere Lochanzahl begründet ist. Wie in Gl. 9-1 dargestellt, hängt die Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  von der Dimension des Wafers, der Anzahl der Lochlinien  $N_{\text{Loch}}$  und der Verfahrensgeschwindigkeit  $v_{\text{Scan}}$  ab. Neben diesen festgelegten Randbedingungen ist nur die Anzahl der Wiederholungen  $N_{\text{WDH}}$  des Linienmusters durch eine Optimierung der Laserparameter beeinflussbar. Daher werden die folgenden Untersuchungen zur Reduzierung der Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  vor allem auf eine Minimierung der benötigten Wiederholungen  $N_{\text{WDH}}$  zum Durchbohren der Probe ausgelegt. Wie anhand der aufgeführten Prozessparameter deutlich wird, führt eine Reduktion der Wiederholungen um einen Durchgang bereits zu einer Verringerung der Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  um 10 %.

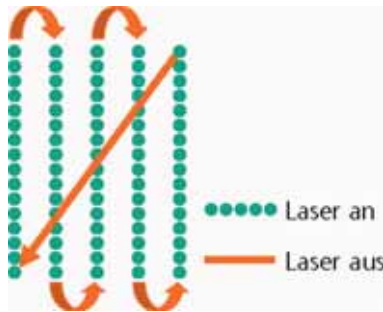
$$T_{\text{Prozess}} = N_{\text{WDH}} \cdot \frac{L_{\text{Wafer}}}{v_{\text{Scan}}} \cdot N_{\text{Linien}} \tag{Gl. 9-1}$$

$N_{\text{WDH}}$  – Anzahl Wiederholungen

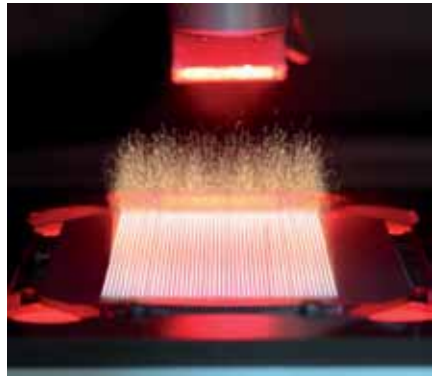
$L_{\text{Wafer}}$  – Länge des Wafers

$N_{\text{Linien}}$  – Anzahl der Lochlinien

<sup>16</sup> Berechnet für eine Waferfläche von 156 x 156 mm<sup>2</sup>, eine Scannergeschwindigkeit  $v$  von 10 m/s und 156 bzw. 3 Lochlinien für EWT- bzw. MWT-Solarzellen für das sogenannte Bohren „on-the-fly“.



(a)



(b)

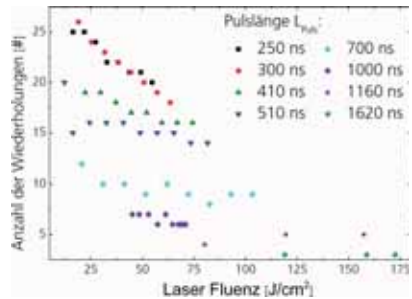
Abbildung 9-1 (a) zeigt eine schematische Darstellung des Bohrprozesses. In einem Linienmuster wird der Laserstrahl über die Oberfläche geführt, wobei aufgrund der hohen Verfahrensgeschwindigkeit  $v_{scan}$  die Laserpulse räumlich auseinander gezogen werden. Das Muster wird so oft wiederholt bis der Wafer vollständig durchbohrt ist. In (b) ist eine Aufnahme eines Bohrprozesses für EWT-Solarzellen mit langer Belichtungszeit abgebildet.

### 9.3 Einfluss der Laserparameter $L_{Puls}$ und $E_{Puls}$ auf die Prozesszeit

Um den Einfluss der Pulslänge  $L_{Puls}$  und Pulsenergie  $E_{Puls}$  auf die Prozesszeit  $T_{Prozess}$  zu ermitteln, wird die minimale Anzahl der Wiederholungen  $N_{WDH}$  bestimmt, die zum vollständigen Durchbohren einer Probe notwendig ist. Dazu werden auf ca. 180  $\mu\text{m}$  dicken Cz-Wafern, deren Sägeschaden durch eine KOH Schadensätze nasschemisch entfernt wurde, 3 cm lange Lochreihen erzeugt. Wie in Abbildung 9-2 a dargestellt, wird dabei die Anzahl der Wiederholungen pro Lochreihe kontinuierlich um eins erhöht. Damit gewährleistet ist, dass die Oberfläche wieder vollständig erkalte bevor der nächste Laserpuls auftrifft, wird zwischen den einzelnen Übergängen eine Pause von 1 s eingehalten. Im Anschluss an die Laserbearbeitung wird die minimale Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  mit Hilfe eines Auflichtmikroskops bestimmt. Die Anzahl der Wiederholungen  $N_{WDH}$  wurde für Pulslängen  $L_{Puls}$  zwischen 250 ns und 1620 ns unter Variation der Laser Fluenz  $\Phi$  bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm bestimmt.



(a)



(b)

Abbildung 9-2 (a) zeigt schematisch die Probenpräparierung zur Bestimmung der minimalen Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$ . Von links nach rechts wird die Anzahl der Pulse  $N_{Pulse}$  um eins erhöht bis die Probe vollständig durchbohrt wird. In (b) ist die Anzahl der Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  in Abhängigkeit der Laser Fluenz  $\Phi$  für verschiedene Pulslängen  $L_{Puls}$  dargestellt.

Wie in Abbildung 9-2 b dargestellt, hängt die Anzahl der Wiederholungen  $N_{WDH}$  sowohl stark von der Laser Fluenz  $\Phi$  als auch von der Pulslänge  $L_{Puls}$  ab. Für Pulslängen  $L_{Puls}$  zwischen 250 ns und 300 ns ergibt sich eine minimale Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  von 18 Pulsen pro Loch und ein linearer Anstieg mit abnehmender Laser Fluenz  $\Phi$ . Im Pulslängenbereich von 400 ns bis 500 ns flacht die Steigung des linearen Anstieges bei einer minimalen Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  von 15 Pulsen pro Loch ab. Ab einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 700 ns ist die Steigung soweit abgeflacht, dass die Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  über einen breiten Fluenzbereich konstant bleibt. Bei einer weiteren Erhöhung der Pulslänge  $L_{Puls}$  sinkt die Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  stetig ab, bis bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 1620 ns nur noch drei Pulse zum Durchbohren der Probe notwendig sind. Somit lässt sich zusammenfassend sagen, dass für den Bohrprozess aufgrund der geringen Prozesszeit  $T_{Prozess}$  und der erhöhten Prozessstabilität große Pulslängen  $L_{Puls}$  von ca.  $1,5 \mu s$  verwendet werden sollten. Diese erhöhte Prozessstabilität wird durch die geringe Abhängigkeit der Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  von der Laser Fluenz  $\Phi$  erreicht, da in diesem Pulslängenbereich kleinere Schwankungen in der Laserleistung den Bohrprozess nicht beeinflussen.

Um einen genaueren Einblick zu erlangen, warum die Anzahl der Wiederholungen  $N_{WDH}$  für Pulslängen  $L_{Puls}$  größer als 700 ns nicht von der Laser Fluenz  $\Phi$  abhängen, wurden die Abtragstiefen in Abhängigkeit der Laser Fluenz  $\Phi$  bestimmt. Hierzu wurde die Abtragstiefe nach jeder Wiederholung des Lochmusters mit einem konfokalen Mikroskop bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von  $1 \mu s$  für unterschiedliche Pulsenergie  $E_{Puls}$  bestimmt. Wie in Abbildung 9-4 b dargestellt, erzeugen die ersten drei Laserpulse unabhängig von der Pulsenergie  $E_{Puls}$  geringere Abtragstiefen von ca.  $15 \mu m$  pro Puls wohingegen die letzten vier Laserpulse ca.  $30 \mu m$  pro Puls abtragen. Insgesamt sinkt zwar die Abtragstiefe mit abnehmender Pulsenergie  $E_{Puls}$ , da jedoch die letzten Pulse sehr viel effektiver bohren, kann dieser Unterschied ausgeglichen werden.

Das Experiment zur Bestimmung der minimalen Anzahl an Wiederholungen  $N_{WDH}$  wurde mit einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von 10 ps und einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1064 nm unter Variation der Pulsenergie  $E_{Puls}$  und der Anzahl an Pulsen pro Pulszug  $N_{Zug}$  wiederholt. Die Eigenschaften der Laserquelle sind in Kapitel 4.7 ausführlich erklärt. Die Ergebnisse in Abbildung 9-3 zeigen, dass die Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  mit sinkender Pulsenergie  $E_{Puls}$  zunimmt und mit steigender Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{Zug}$  sinkt. Bei der größten Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{Zug}$  von 499 kann trotz der geringen Pulslänge  $L_{Puls}$  eine sehr kleine Wiederholungsanzahlen  $N_{WDH}$  von minimal vier Pulsen pro Loch erreicht werden. Da die Pulse innerhalb eines Pulszuges mit einem Abstand von 20 ns auf die noch erhitze Probenoberfläche treffen, verlängert sich die Zeit, in der das Material erwärmt wird, mit steigender Pulsanzahl  $N_{Zug}$ . Überraschenderweise ergibt der Vergleich der Bohrprozesse mit ultra-kurzen Pulsen und mit Pulslängen  $L_{Puls}$  zwischen 250 ns und 1,6  $\mu$ s einen übereinstimmenden Trend. So verringert sich in beiden Fällen die Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$ , wenn die Zeit, in der das Material erhitzt wird, größer wird. Diese Erwärmungszeit kann sowohl durch eine größere Anzahl an zeitlich kurz aufeinander folgenden Pulsen als auch durch eine größere Pulslänge  $L_{Puls}$  verlängert werden.

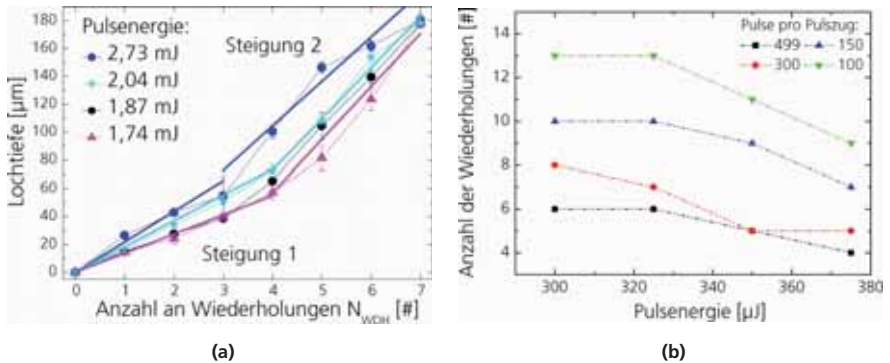


Abbildung 9-3 (a) zeigt die Lochtiefe in Abhängigkeit der Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$ . Zu Beginn des Bohrprozesses wird pro Puls eine deutlich geringere Abtragstiefe erreicht als mit den letzten 3 Pulsen. (b) zeigt die Wiederholungsanzahl  $N_{WDH}$  in Abhängigkeit der Pulsenergie  $E_{Puls}$  und unter Variation der Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{Zug}$  für eine Pulslänge von 10 ps.

## 9.4 Effizienz des Bohrprozesses

Die Untersuchungen im vorherigen Abschnitt zur minimalen Anzahl an Wiederholungen  $N_{WDH}$  lassen die Frage offen, ob ein weiteres Erhöhen der Pulslänge  $L_{Puls}$  zu kleineren Wiederholungsanzahlen  $N_{WDH}$  und somit zu noch geringeren Prozesszeiten  $T_{Prozess}$  führen kann. Um sich einer Antwort auf diese Frage zu nähern, wird die Effizienz des Bohrprozesses  $Eff_{Bohr}$  betrachtet. Diese Effizienz ist gemäß Gl. 9-2 definiert und gibt das Verhältnis wieder zwischen der im Bohrprozess verwendeten Energie und der Energie, welche notwendig ist, um das abgetragene Volumen  $V_{Loch}$  zu schmelzen. Das Volumen  $V_{Loch}$  wird dabei aus den experimentell

bestimmten Eintritts- und Austrittsradien der Via-Löcher und unter der Annahme einer kegelförmigen Geometrie des Lochs bestimmt. Die höchste Bohreffizienz  $\text{Eff}_{\text{Bohr}}$  wird bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1620 ns erreicht und beträgt nur 3,3. Diese sehr gute Effizienz  $\text{Eff}_{\text{Bohr}}$  bedeutet, dass nur rund dreimal soviel Energie für den Abtrag eines Volumens  $V_{\text{Loch}}$  aufgebracht werden muss, wie für das Schmelzen dieses Volumens  $V$  notwendig ist. Da ein Teil der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  durch Reflektion und Wärmeleitung nicht für den Materialabtrag zur Verfügung steht und die Verdampfungsenthalpie noch deutlich über der Schmelzenthalpie liegt, muss diese Bohreffizienz  $\text{Eff}_{\text{Bohr}}$  bedeuten, dass der größte Teil des Siliziums flüssig abgetragen wird. Durch die Bestrahlung der Probe mit dem Laser wird das Silizium folglich erwärmt, schmilzt und ein Teil des Siliziums verdampft. Durch den bei der Verdampfung erzeugten Rückstoßdruck wird das flüssige Silizium ausgetrieben. Da die Schmelztiefe, wie in [58] gezeigt, deutlich stärker von der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  als von der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  abhängt, erklären sich die Verläufe in Abbildung 9-2 b.

$$\text{Eff}_{\text{Bohr}} = \frac{N_{\text{WDH}} \cdot E_{\text{Puls}}}{V_{\text{Loch}} \cdot U_{\text{Silizium}}} \quad \text{Gl. 9-2}$$

$V_{\text{Loch}}$  – Volumen des Bohrlochs

$U_{\text{Silizium}}$  – Schmelzenthalpie Silizium

Der dynamische Abtrag des Siliziums beim Löcherbohren erschwert die korrekte Simulation des Prozesses erheblich. Neben der Berechnung der Temperaturentwicklung in der Probe sind fluid-dynamische Berechnungen für die Expansion des gasförmigen Siliziums und die Bewegung der Schmelze notwendig. Um die aufwendigen Berechnungen dynamischer Prozesse zu umgehen, wurde die Erkenntnis, dass der Siliziumabtrag größtenteils flüssig erfolgt, in das in Kapitel 5.6 beschriebene numerische Simulationsprogramm implementiert. Dabei wurde angenommen, dass Silizium sobald es geschmolzen ist instantan verdampft und unter Variation der Laser Fluenz  $\Phi$  die Abtragstiefe bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1,6  $\mu\text{s}$  berechnet. Anhand dieser Abtragstiefen wurde die Anzahl an Pulsen bzw. Wiederholungen  $N_{\text{WDH}}$  berechnet, die zum Durchbohren eines 180  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumwafers notwendig sind. In Abbildung 9-4 sind die simulierten Werte in Abhängigkeit der Laser Fluenz  $\Phi$  aufgetragen. In dem markierten Fluenzbereich wurden Wiederholungsanzahlen  $N_{\text{WDH}}$  von drei experimentell bestimmt und die simulierten Werte liegen zwischen zwei und drei. Da bei realen Bohrprozessen nur diskrete Werte angenommen werden können, zeigt sich trotz der stark vereinfachten Randbedingungen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation.

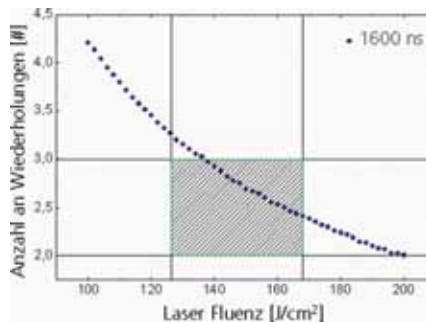


Abbildung 9-4 zeigt simulierte Wiederholungszahlen  $N_{WDH}$  für einen  $180\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumwafer in Abhängigkeit der Laser Fluenz  $\Phi$  bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von  $1,6\ \mu\text{s}$ . Bei den numerischen Simulationen wurde vereinfachend angenommen, dass Silizium nach dem Schmelzen unmittelbar verdampft. Im markierten Fluenzbereich ergab sich experimentell eine Wiederholungszahl  $N_{WDH}$  von drei und somit eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment.

## 9.5 Untersuchung der Lochgeometrie

Wie in Kapitel 9.3 gezeigt wurde, variiert die Abtragtiefe mit der Wiederholungszahl  $N_{WDH}$ . Um zu untersuchen, ob sich die Unterschiede in der Abtragtiefe auch in der Lochgeometrie widerspiegeln, wurden auf einem  $250\ \mu\text{m}$  dicken FZ-Siliziumwafer Lochlinien mit zunehmender Anzahl an Wiederholungen  $N_{WDH}$  bei einer Pulslänge  $L_{Puls}$  von  $1\ \mu\text{m}$  erzeugt. Für das vollständige Durchbohren der Probe sind neun Pulse pro Loch notwendig. Im Anschluss wurde die Probe entlang der Lochlinien gebrochen und REM-Aufnahmen des Waferquerschnitts aufgenommen, die in Auszügen in Abbildung 9-5 dargestellt sind. Für kleine Wiederholungszahlen  $N_{WDH}$  ist die Lochgeometrie noch deutlich von der gaußförmigen Intensitätsverteilung geprägt und der Abtrag erfolgt sowohl in der Breite als auch in der Tiefe. Mit zunehmender Wiederholungszahl  $N_{WDH}$  bleibt die Breite des Bohrlochs konstant und der Materialabtrag findet vermehrt in der Mitte des Lochs statt. Hieraus resultiert eine konische Lochform mit einem deutlich kleineren Austritts- als Eintrittsradius.

Die lokale Variation in der Abtragtiefe könnte durch optische Effekte, insbesondere der Reflektion an den Seitenwänden des Laserkraters, hervorgerufen werden. Um den Einfluss der optischen Effekte zu untersuchen, wurden die Reflektionen des einfallenden Laserlichts und die resultierende Intensitätsverteilung auf der Waferoberfläche berechnet. Dabei wurde angenommen, dass das einfallende Laserlicht durch senkrechte Lichtstrahlen geometrisch beschrieben werden kann. Die Form des Laserkraters wurde nach jedem Laserpuls aus den REM-Aufnahmen der Lochquerschnitte extrahiert und gefittet. Nun wurde der optische Weg der Laserstrahlen, die senkrecht auf die bereits geformte Oberfläche fallen, berechnet. Einfallswinkel und Ausfallswinkel wurden gemäß des in Gl. 3-2 wiedergegebenen Reflexionsgesetzes ermittelt. Der



Anteil des reflektierten Lichts wurde anhand der Fresnel-Gleichungen (Gl. 3-7, Gl. 3-8) für s- und p-polarisiertes Licht bestimmt. An den Schnittpunkten der Lichtstrahlen mit der Lochwand wurde der absorbierte Anteil der eingestrahnten Intensität  $I$  berechnet. Die Bestimmung der resultierenden Intensitätsverteilung wurde für ein gaußförmig eingestrahktes Intensitätsprofil separat für s- und p-polarisiertes Licht durchgeführt.

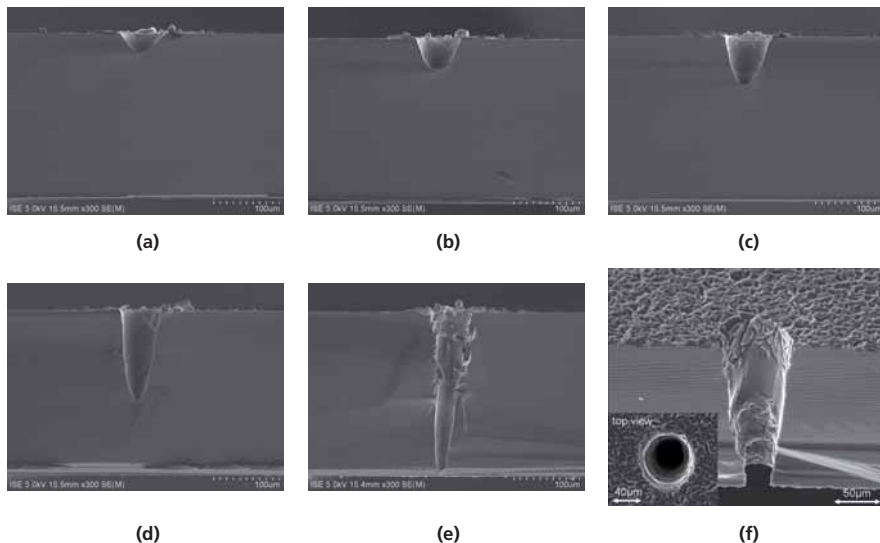


Abbildung 9-5 zeigen REM-Aufnahmen eines 250 µm dicken FZ-Siliziumwafers der mit ansteigender Anzahl (a - e) von Laserpulsen bearbeitet wurde. Mit zunehmender Pulsanzahl steigt die Abtragtiefe bis der Wafer vollständig durchbohrt ist. Der Abtrag erfolgt hauptsächlich in die Tiefe, so dass eine konische Lochform entsteht. (f) zeigt ein Via-Loch nach nasschemischer Entfernung des Laserschadens [43].

In Abbildung 9-6 ist der optische Weg der Lichtstrahlen sowie die Intensitätsverteilung exemplarisch für den dritten und den achten Laserpuls aufgetragen. Während des dritten Laserpulses wird das Licht maximal zweimal reflektiert, wobei nur der Reflektionswinkel der Strahlen nahe des Kraterzentrums ausreichend groß ist um eine zweite Reflektion am Randbereich des Kraters zu gewährleisten. Dadurch wird im Vergleich zum eingestrahkten Intensitätsprofil, wie auch in der berechneten Intensitätsverteilung zu sehen ist, die Intensität am Rand des Kraters erhöht und im Zentrum leicht herabgesetzt. Hieraus ergibt sich der Materialabtrag in Form des Gauß-Profiles mit leicht erhöhtem Abtrag am Rand des Kraters.

Die Strahlen der nachfolgenden Laserpulse werden zunehmend an den steilen Kraterwänden ins Zentrum reflektiert, so dass die Anzahl der Reflektionen insgesamt zunimmt und die Strahlung an der tiefsten Stelle des Kraters gebündelt wird. Die berechnete Intensitätsverteilung für den achten Laserpuls in Abbildung 9-6 d zeigt deutlich die Fokussierung der Strahlung, wobei ein deutlicher Unterschied zwischen p- und s-polarisiertem Licht auftritt. Durch diese höhere Intensität  $I$  im Zentrum wird genau am tiefsten Punkt vermehrt Material abgetragen und somit

verstärkt die Tiefe des Bohrlochs vergrößert. Hieraus resultiert die konische Form der Via-Löcher. Die Bündelung im Kraterzentrum fällt für p-polarisiertes Licht deutlich stärker aus als für s-polarisiertes Licht. Im realen Bohrprozess mit linear polarisiertem Licht trifft sowohl s- als auch p-polarisiertes Licht auf die Seitenwände. Eine größere Bündelung und damit ein noch größerer Abtrag im Zentrum könnte mit radial polarisiertem Licht erzeugt werden, da in diesem Fall nur p-polarisiertes Licht auf die Kraterwände trifft, wie bereits in [96] vorgeschlagen wurde.

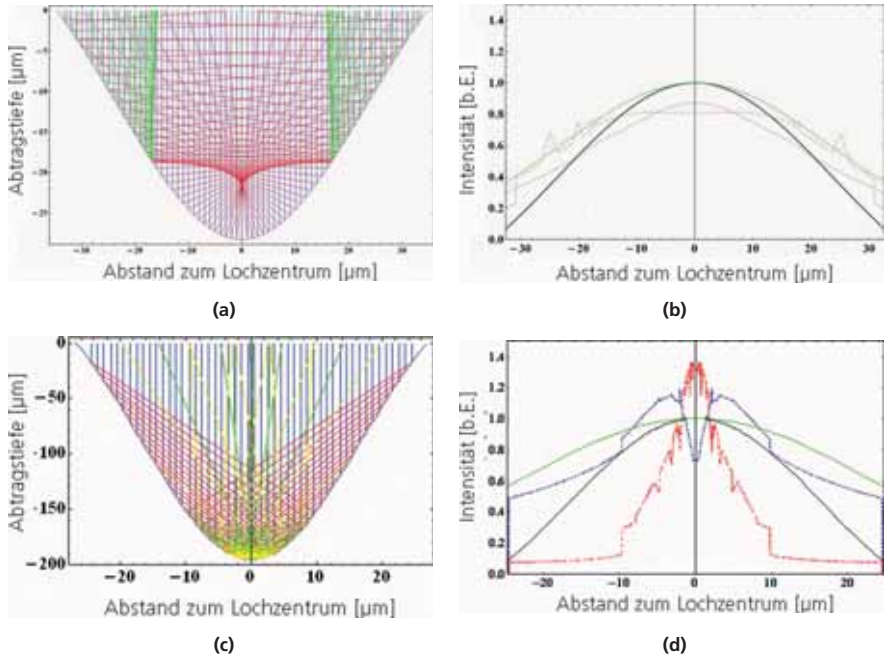


Abbildung 9-6 (a) und (b) zeigen die berechnete Reflexion bzw. die Intensitätsverteilung des dritten Pulses, (c) und (d) die des achten Laserpulses. Dabei werden die einfallenden Strahlen blau, nach der ersten Reflexion rot, nach der zweiten grün und nach der dritten gelb dargestellt. Für die Intensitätsverteilungen ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen p-polarisiertem Licht (rot) und s-polarisiertem Licht (blau). Das eingestrahlte Intensitätsprofil ist in grün und die Lochform in schwarz dargestellt. Für die ersten drei Pulse wird nur die Strahlung nahe des Kraterzentrums so reflektiert, dass sie ein zweites Mal am Rand des Laserkraters auf die Kraterwand trifft. Mit zunehmender Tiefe des Kraters wird die Strahlung öfter an den Seitenwänden reflektiert und ins Zentrum des Kraters geleitet.

## 9.6 Schädigungsanalyse

### 9.6.1 Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit $S_{Via}$

Neben der Prozesszeit  $T_{Prozess}$ , die im letzten Abschnitt untersucht wurde, ist auch eine geringe laserinduzierte Schädigung des Siliziums vor allem für EWT- aber auch für MWT-Solarzellen wichtig. Aufgrund des hohen Wärmeeintrags im Silizium entstehen Mikrorisse und eine hohe Dichte an Versetzungen am Lochrand und in redeponiertem Silizium [97]. Die Schädigung im Silizium sollte im Idealfall so gering sein, dass sie während der anschließenden Texturätze vollständig entfernt wird. In [98] wurde von Nicola Mingirulli eine Theorie sowie ein Experiment zur Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{Via}$  an den Wänden der Via-Löcher vorgestellt. Die Grundlagen für die Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{Via}$  werden im Folgenden kurz skizziert und im Anschluss wird die Methode genutzt um die laserinduzierte Schädigung in Abhängigkeit der Laserparameter zu quantifizieren.

Wird die effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$  einer Probe mit Via-Löchern bestimmt, so setzt sich diese aus verschiedenen Beträgen gemäß Gl. 9-3 zusammen. Neben der Lebensdauer im Siliziumvolumen  $\tau_B$  und an den Oberflächen  $\tau_S$  tritt nun zusätzlich eine Lebensdauer  $\tau_{Via}$  an der Lochwand auf. Die Lebensdauern im Material und an der Oberfläche werden unter der Bezeichnung  $\tau_{eff}^0$  zusammengefasst, welche durch die Messung einer unbearbeiteten Referenzprobe ermittelt werden kann. In [99] wurde von Van Opdorp et al. ein analytischer Ausdruck zur Berechnung von Lebensdauern  $\tau$  an zylindrischen Versetzungen ermittelt, der sich ebenfalls zur Beschreibung der Lebensdauer  $\tau_{Via}$  an Via-Löchern eignet. Daraus ergibt sich der in Gl. 9-4 wiedergegebene Zusammenhang zwischen der Lebensdauer  $\tau_{Via}$  und der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{Via}$  für den in Gl. 9-5 dargestellten Gültigkeitsbereich. So kann bei einer Bestimmung von  $\tau_{Via}$  unter Variation der Lochdichte  $N_{Via}$  die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{Via}$  als freier Parameter in der Kurvenanpassung des Modells in Gl. 9-4 bestimmt werden. Alle weiteren Parameter wie die Diffusionskonstante  $D$  oder der Lochradius  $r_0$  können entweder gemessen werden oder sind aus der Literatur bekannt.

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{Via}} + \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_B} = \frac{1}{\tau_{Via}} + \frac{1}{\tau_{eff}^0} \tag{Gl. 9-3}$$

$\tau_{eff}$  – Effektive Lebensdauer gebohrter Probe                       $\tau_{Via}$  – Lebensdauer an der Lochwand

$\tau_{eff}^0$  – Lebensdauer unbearbeiteter Referenzprobe

$$\tau_{Via}(N, r_0, S_{Via}) \approx \frac{1}{2\pi DN_{Via}} \left[ -\ln(r_0 \sqrt{N_{Via}}) - 1.17 + \frac{D}{S_{Via} r_0} \right] \tag{Gl. 9-4}$$

$D$  – Diffusionskonstante von Elektronen in Silizium                       $r_0$  – Lochradius

$S_{Via}$  – Rekombinationsgeschwindigkeit an der Lochwand                       $N_{Via}$  – Lochdichte

$$N_{\text{Via}} D\tau_{\text{via}} \geq 0,3$$

$$r_0 < \frac{0,2}{\sqrt{N_{\text{Via}}}}$$

Gl. 9-5

Ziel der Untersuchung ist die Abhängigkeit der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  an den Lochwänden sowohl in Abhängigkeit der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  als auch der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  zu bestimmen. Dabei wird auch durch eine Variation der Ätzdauer in KOH  $t_{\text{KOH}}$  die minimale Ätzdauer bestimmt, die eine vollständige Entfernung des Laserschadens garantiert. In Abbildung 9-7 ist schematisch die Prozessabfolge dargestellt.

Für die experimentelle Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  werden aufgrund ihrer hohen Lebensdauer  $\tau$  und der damit verbundenen Sensibilität gegenüber Schädigung 125 x 125 mm<sup>2</sup> große FZ-Siliziumwafer mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{\text{spez}}$  von 4 Ohm cm verwendet. Auf diesen Proben werden jeweils drei 40 x 40 mm<sup>2</sup> große Felder mit unterschiedlichen Lochdichten  $N_{\text{Via}}$  erzeugt. Insgesamt werden pro Laserparameter sieben Felder mit verschiedenen Lochdichten  $N_{\text{Via}}$  zwischen 16 cm<sup>2</sup> und 256 cm<sup>2</sup> erzeugt. Die Löcher werden bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 1030 nm gebohrt, wobei die Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  bei einer konstanten Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von 1,5 mJ zwischen 250 ns und 1160 ns variiert und für eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 700 ns eine Variation der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  durchgeführt wird. Im Anschluss an das Bohren werden die Proben in 1 %iger Iod-Ethanol Lösung passiviert und die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der vier verschiedenen Felder bestimmt. Nach jeder Lebensdauerermessung werden Mikroskop-Aufnahmen der Löcher angefertigt und der Austritts- und Eintrittsradius der Löcher ermittelt. Im Anschluss daran wird ein Teil des Laserschadens durch nasschemisches Ätzen in KOH für eine Dauer  $t_{\text{KOH}}$  entfernt. Auf das Ätzen erfolgt eine Reinigung der Probe in 70 %iger HNO<sub>3</sub> und 1 %iger Flusssäure HF sowie eine erneute Passivierung in Iod-Ethanol für die nächste Bestimmung der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$ .

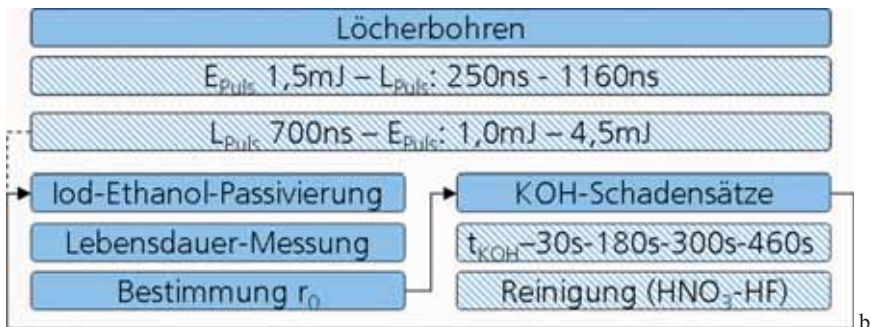


Abbildung 9-7 Schematische Darstellung des Prozessablaufs zur Bestimmung der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$ . In diesem Experiment wird neben der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  auch die Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  variiert, um die minimale Ätzdauer für eine vollständige Entfernung des Laserschadens zu ermitteln.

Die Passivierung über Iod-Ethanol hat den Vorteil, dass die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ORG durch eine effektive Absättigung offener Bindungen herabgesetzt werden kann und dass die Lösung gut in die Löcher eindringen kann. Da die Proben während der Lebensdauermessung in einer Box liegen, damit sie permanent mit der Iod-Ethanol Lösung bedeckt sind, ist eine Kalibrierung des Photoleitfähigkeitsmessgerätes notwendig, welche in Kapitel 0 näher beschrieben wird.

Eine Schwierigkeit bei der Verwendung von Iod-Ethanol für die Passivierung besteht in der zeitabhängigen Passivierungsqualität, welche zu einer starken Abnahme der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  mit zunehmender Passivierungsdauer  $t_{\text{pass}}$  führt. Da sich die Lebensdauer an der Lochwand  $\tau_{\text{via}}$  gemäß Gl. 9-3 aus der Differenz der effektiven Lebensdauer und der Lebensdauer einer unbearbeiteten Referenz  $\tau_{\text{eff}}^0$  ergibt, müssen die Lebensdauern aller Proben unter denselben Bedingungen ermittelt werden. Dies ist umso wichtiger, da sichergestellt werden muss, dass etwaige Unterschiede in der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  auf Unterschiede im Bohrprozess und nicht auf die Passivierungsqualität zurückzuführen sind. Um dies zu gewährleisten, wurde die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  jedes Lochfeldes und der unbearbeiteten Referenzfelder über 20 min hinweg in einem zeitlichen Abstand von ca. 30 s wiederholt bestimmt. In Abbildung 9-8 a ist die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  in Abhängigkeit der Passivierungsdauer  $t_{\text{pass}}$  aufgetragen. Da die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  zu Beginn rasch abfällt, sich jedoch mit zunehmender Passivierungsdauer  $t_{\text{pass}}$  stabilisiert, wurde die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  für jede Probe nach einer Passivierungsdauer  $t_{\text{pass}}$  von 10 min extrahiert. Dazu wurde der zeitliche Verlauf der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  mit einem exponentiellen Abfall angefitet.

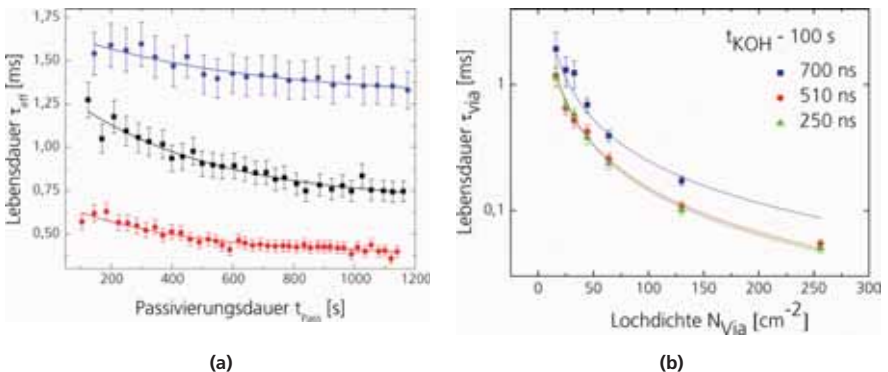


Abbildung 9-8 (a) zeigt die effektive Lebensdauer in Abhängigkeit der Passivierungsdauer  $t_{\text{pass}}$ . Mit zunehmender Passivierungsdauer  $t_{\text{pass}}$  sinkt die Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  ab, wobei sich der Abfall zu größeren Zeiten  $t_{\text{pass}}$  hin verlangsamt. Um eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse zu gewährleisten, wurden alle Proben über 20 min hinweg gemessen und der Abfall der Lebensdauer gefittet. (b) zeigt die Lebensdauer an den Lochwänden  $\tau_{\text{via}}$  in Abhängigkeit der Lochdichte  $N_{\text{via}}$  nach einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  von 100 s.

Nach der Bestimmung der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der Proben wurde die Lebensdauer an den Lochwänden  $\tau_{\text{via}}$  bestimmt und für jeden Laserparameter gegen die Lochdichte  $N_{\text{via}}$  aufgetragen. Der Fehler der gemessenen Lebensdauern  $\tau_{\text{eff}}$  wird mit 10 % angenommen und pflanzt sich

gemäß gaußscher Fehlerfortpflanzung auf  $\tau_{via}$  fort. Wie in Abbildung 9-8 b exemplarisch für eine Ätzdauer  $t_{KOH}$  von 100 s dargestellt, wurden die Verläufe gemäß dem Zusammenhang in Gl. 9-4 gefittet und die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  als freier Parameter bestimmt. Dabei wird der Lochradius  $r_0$  aus der Mittelung des Eintritts- und Austrittsradius der Löcher ermittelt und zusammen mit der Diffusionskonstante  $D$  von  $32 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  als konstant angenommen.

In Abbildung 9-9 sind die ermittelten Rekombinationsgeschwindigkeiten  $S_{via}$  in Abhängigkeit der Ätzdauer  $t_{KOH}$  für verschiedene Pulslängen  $L_{puls}$  und einer Pulsenergie  $E_{puls}$  von 1,5 mJ dargestellt. Für jede Pulslänge  $L_{puls}$  nimmt die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  stark mit der Ätzdauer  $t_{KOH}$  ab bis sie bei einer Ätzdauer  $t_{KOH}$  von 300 s ein Minimum von ca.  $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  erreicht hat bzw. bei zunehmender Ätzdauer  $t_{KOH}$  konstant bleibt. Die Reduktion der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  ist auf die sukzessive Entfernung des Laserschadens und die damit einhergehende Erhöhung der Lebensdauer in der Umgebung der Löcher  $\tau_{via}$  zurückzuführen. Das anschließende Ansteigen der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  kann wie in [43, 98] erläutert bei vollständiger Entfernung des Laserschadens durch die Vergrößerung des Verhältnisses zwischen Oberfläche und Volumen zurückgeführt werden. Bei einer konstanten Pulsenergie  $E_{puls}$  ergibt eine Vergrößerung der Pulslänge  $L_{puls}$  eine geringere Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$ . Damit wird die Schädigung geringer, wenn die eingestrahlte Energie über einen längeren Zeitraum im Silizium deponiert wird.

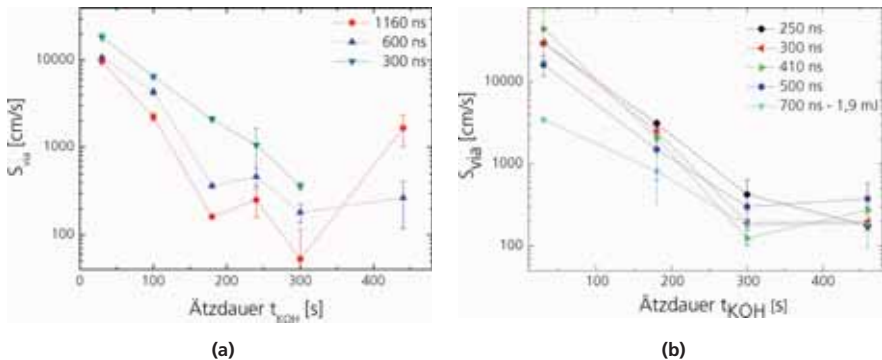


Abbildung 9-9 zeigen die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Oberfläche der Löcher  $S_{via}$  bei konstanter Pulsenergie  $E_{puls}$  von 1,5 mJ in Abhängigkeit der Ätzdauer  $t_{KOH}$  für verschiedene Pulslängen  $L_{puls}$ . Mit zunehmender Pulslänge  $L_{puls}$  sinkt die Schädigung und damit die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$ .

In Abbildung 9-10 ist die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  an den Locherwänden bei einer konstanten Pulslänge  $L_{puls}$  von 700 ns und unterschiedlichen Pulsenergien  $E_{puls}$  in Abhängigkeit der Ätzdauer  $t_{KOH}$  dargestellt. Die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  nimmt leicht mit abnehmender Pulsenergie  $E_{puls}$  ab, bis sie bei der geringsten Pulsenergie  $E_{puls}$  stark ansteigt. Dieser Anstieg der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$  bei der kleinsten Pulsenergie  $E_{puls}$  ist auf den ersten Blick überraschend, da bei der geringsten Pulsenergie  $E_{puls}$  am wenigsten Wärme ins Silizium gelangt und Schädigung erzeugen kann. Bezieht man jedoch die Anzahl an Pulsen  $N_{NWD}$  pro Loch mit ein, so erklärt sich dieser Anstieg in der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{via}$ . Für

die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  zwischen 4,1 mJ und 1,9 mJ sind nur Wiederholungsanzahlen  $N_{\text{WDH}}$  von 13 Pulsen pro Loch notwendig, wohingegen bei einer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von 0,9 mJ 30 Pulse zum Durchbohren des Wafers benötigt werden. Somit wird insgesamt deutlich mehr Energie für das Bohren der Löcher benötigt und mehr Schädigung erzeugt. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bei einer konstanten Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  die Schädigung im Silizium, solange die benötigten Pulse pro Loch  $N_{\text{WDH}}$  vergleichbar sind, mit abnehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  sinkt. Steigt die Wiederholungsanzahl  $N_{\text{WDH}}$  deutlich an, so vergrößert sich die Schädigung und damit die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  deutlich.

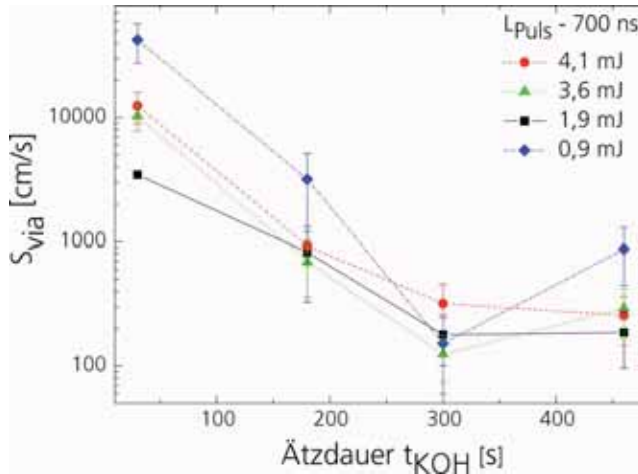


Abbildung 9-10 zeigt die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Oberfläche der Löcher  $S_{\text{Via}}$  in Abhängigkeit der Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 700 ns und verschiedenen Pulsenergien  $E_{\text{Puls}}$ . Mit zunehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  sinkt die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  solange die Anzahl der verwendeten Pulse pro Loch  $N_{\text{WDH}}$  vergleichbar bleibt. Steigt die Anzahl der Pulse pro Loch  $N_{\text{WDH}}$  extrem an, wie bei einer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von 0,9 mJ der Fall, so steigt die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  stark an.

## 9.6.2 Vergleich zwischen Laserparametern anhand von $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$

Eine weitere Möglichkeit Laserparameter hinsichtlich der induzierten Schädigung zu vergleichen bietet der Quotient aus effektiver Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  einer Probe mit Via-Löchern und einer Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}^0$  ohne Via-Löcher. Bei dieser Untersuchung wird der Laserschaden einer Probe mit Via-Löchern sukzessive nasschemisch in KOH entfernt und mit der Lebensdauer einer nicht bearbeiteten Probe verglichen. Die Lebensdauer  $\tau_{\text{Via}}$  an den Wänden der Via-Löcher steigt durch die Entfernung des Laserschadens an, wodurch sich  $\tau_{\text{Via}}$  und  $\tau_{\text{eff}}^0$  annähern (vgl. Gl. 9-3). Sobald der Quotient  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  in Sättigung geht, gilt der Laserschaden als vollständig entfernt. Dabei kann nicht davon ausgegangen werden, dass der Quotient  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  einen Wert von eins erreicht,

da sowohl das Volumen der Probe durch das Ätzen reduziert wird als auch die Oberfläche durch die Vergrößerung der Lochradien zunimmt. Diese Messung erlaubt keine Quantifizierung des Laserschadens über die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Lochwand  $S_{\text{Via}}$ , aber durch die Bestimmung der minimalen Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  für die vollständige Entfernung des Laserschadens lässt sich eine effektive Schädigungstiefe  $d_{\text{Schaden}}$  gemäß Gl. 9-6 ermitteln.

$$d_{\text{Schaden}} = r_{\text{KOH}} \cdot t_{\text{KOH}} \quad \text{Gl. 9-6}$$

$r_{\text{KOH}}$  – Ätzrate in KOH

Als Ausgangsmaterial wurde FZ-Silizium mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{\text{spez}}$  von 4 Ohm cm und einer Größe von 125 x 125 mm<sup>2</sup> verwendet. Auf jedem Wafer wurden drei 40 x 40 mm<sup>2</sup> große Felder mit einer Lochdichte  $N_{\text{Via}}$  von 100 cm<sup>-2</sup> gebohrt und ein Feld für eine Referenzmessung der Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}^0$  frei gehalten. Für das Bohren der Löcher wird eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1  $\mu\text{s}$  eingesetzt, wobei die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  zwischen 1,7 mJ und 2,7 mJ variiert und die Löcher „on-the-fly“ gebohrt wurden. Als zweite Pulsquelle kommt der Lumera Super Rapid mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 10 ps zum Einsatz, wobei eine Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$  von 200 und eine Energie pro Pulszug von 284  $\mu\text{J}$  verwendet wurden. Unter Verwendung der ultra-kurzen Pulse wurde der Bohrprozess variiert, so dass die Löcher sowohl trepanniert, „on-the-fly“ und durch Bestrahlung für eine Zeit  $\delta t$  gebohrt wurden (vgl. Abschnitt 9.2). Mit jedem Laserparameter wurden zwei Felder bearbeitet um den statistischen Fehler der Messung zu verringern. Im Anschluss an das Bohren der Löcher werden die Proben in HNO<sub>3</sub> und Flusssäure HF gereinigt, bevor sie in 1 % iger Iod-Ethanol-Lösung passiviert und ihre Lebensdauern  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt wurden. Der Laserschaden wird nun durch Ätzen in KOH mit unterschiedlichen Ätzdauern  $t_{\text{KOH}}$  entfernt, wobei nach jedem Ätzschritt die Proben gereinigt, passiviert und ihre Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt wird.

In Abbildung 9-11 ist der Quotient  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  der Lebensdauern der Probe mit und ohne Löcher in Abhängigkeit der Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  aufgetragen. Unabhängig vom Laserparameter steigt der Quotient  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  mit zunehmender Ätzdauer durch die Reduzierung des Laserschadens stark an. Für eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1  $\mu\text{s}$  ist der Laserschaden nach einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  von 480 s vollständig entfernt und der Quotient  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  ändert sich nicht mehr mit zunehmender Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$ , wodurch sich eine effektive Schädigungstiefe  $d_{\text{Schaden}}$  von 14  $\mu\text{m}$  ergibt. Eine klare Korrelation zwischen der Schädigungstiefe  $d_{\text{Schaden}}$  und der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  kann nicht festgestellt werden, wobei dies durch kleinere zeitliche Ätzintervalle zwischen 240 s und 480 s nachzuprüfen ist.

Die Proben, deren Löcher mit ultra-kurzen Pulsen gebohrt wurden, zeigen ein deutlich höheres Maß an Schädigung, welches durch den flacheren Anstieg des Quotienten  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  zu erkennen ist. Besonders deutlich wird dies beim Bohren „on-the-fly“, da hier erst bei einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  von 960 s der Laserschaden vollständig entfernt ist und sich somit eine maximale effektive Schädigungstiefe  $d_{\text{Schaden}}$  von 28  $\mu\text{m}$  ergibt. Die hohe Schädigung des Materials durch die ultra-kurzen Pulse könnte durch die hohen Temperaturgradienten im Material verursacht werden, die große thermische Spannungen und Versetzungen erzeugen können.



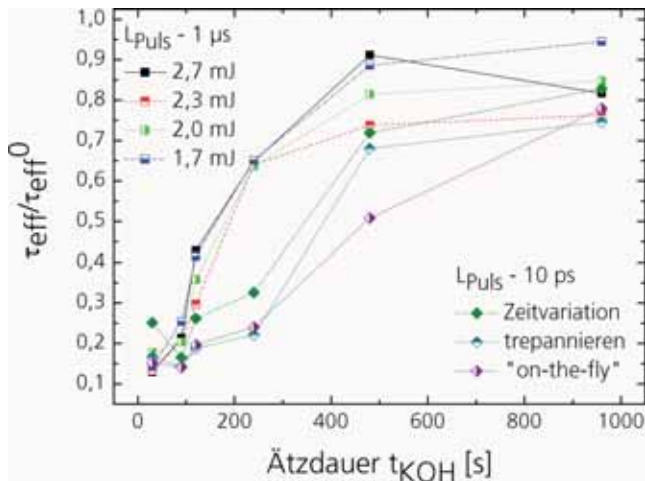


Abbildung 9-11 zeigt das Verhältnis  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  aus der effektiven Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  einer Probe mit Via-Löchern und einer unbearbeiteten Probe  $\tau_{\text{eff}}^0$  in Abhängigkeit der Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$ . Mit zunehmender Ätzdauer  $t_{\text{pass}}$  wird der Laserschaden entfernt und der Quotient  $\tau_{\text{eff}} / \tau_{\text{eff}}^0$  nähert sich eins. Ein Vergleich der Laserparameter untereinander zeigt, dass ultra-kurze Pulse unabhängig vom Bohrprozess deutlich mehr Schädigung erzeugen als Pulse mit einer Länge  $L_{\text{Puls}}$  von  $1 \mu\text{s}$ .

### 9.6.3 Lokale Untersuchungen mit $\mu$ -PL- und $\mu$ -Raman-Messungen

Neben der Möglichkeit den Laserschaden über die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  zu charakterisieren, ist ebenfalls eine lokale Untersuchung des Laserschadens von Interesse. Hierzu bietet sich die Verwendung von  $\mu$ -Photolumineszenz und  $\mu$ -Raman Messungen an. Diese Methoden, die in Kapitel 2.7 näher beschrieben sind, erlauben ortsaufgelöst die Lebensdauer und die Verspannungen im Silizium zu ermitteln.

Für die Untersuchungen wurden bei einer Pulslänge von  $L_{\text{Puls}}$  von  $1 \mu\text{s}$  und einer Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  von  $2,7 \text{ mJ}$  Via-Löcher in einen glanzgeätzten FZ-Siliziumwafer gebohrt. Anschließend wurden die Lebensdauer  $\tau$  und die lokalen Verspannungen in der Umgebung der Löcher gemessen. Im Folgenden wurde der Laserschaden durch nasschemisches Ätzen in 30 %iger KOH sukzessive entfernt und nach jedem Ätzschritt die Messung der Lebensdauer  $\tau$  bzw. der Verspannung wiederholt.

In Abbildung 9-12 a ist ein Mikroskopbild des Via-Lochs nach einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  nach 30 s sowie die ortsaufgelöste Messung der Lebensdauer  $\tau$  dargestellt, wobei den Gebieten mit höherer Lebensdauer  $\tau$  eine hellere Farbe zugeteilt ist. Am Rand des Lochs ist noch Silizium zu erkennen, das während des Bohrens flüssig ausgeworfen wurde und auf der Oberfläche redeponierte. Das redeponierte Silizium hat keine kristalline Struktur und besitzt daher eine sehr

geringe Lebensdauer  $\tau$ . In der unmittelbaren Umgebung des amorphen Auswurfs ist die Lebensdauer  $\tau$  reduziert und steigt mit zunehmendem Abstand zum Loch an, bis ab einem Abstand von ca.  $15\ \mu\text{m}$  kein negativer Einfluss mehr messbar ist. Erklärt werden kann die Reduzierung der Lebensdauer  $\tau$  in der Umgebung des Auswurfs anhand von thermischen Spannungen im Kristall. Trifft das flüssige Silizium während des Bohrprozesses auf die kalte Oberfläche der Probe verspannt sich die Oberfläche aufgrund des großen Temperaturgradienten und die Lebensdauer  $\tau$  sinkt infolge dessen ab.

In Abbildung 9-12 b sind eine Mikroskopaufnahme des Via-Lochs und die Ergebnisse der Messungen nach einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  von 180 s dargestellt. Nur noch sehr nahe am Lochrand ist eine leicht verringerte Lebensdauer messbar. Das Silizium in der Umgebung des Lochs zeigt keine Verspannungen oder Reduzierungen der Lebensdauer  $\tau$ . Damit stehen die Ergebnisse der  $\mu\text{-PI}$  und  $\mu\text{-Raman}$  Messung im Widerspruch zu den Bestimmungen der Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{Via}}$  an den Lochwänden, die eine vollständige Entfernung des Laserschadens erst ab einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  von 300 s ergeben. Die Diskrepanz in den Ergebnissen lässt sich wahrscheinlich durch die Tatsache erklären, dass bei der  $\mu\text{-PI}$  Messung nur die Oberfläche betrachtet wird und Schädigungen an der Lochwand nicht beobachtet werden können. Um dies zu klären, könnte das Loch im Querschnitt untersucht werden.

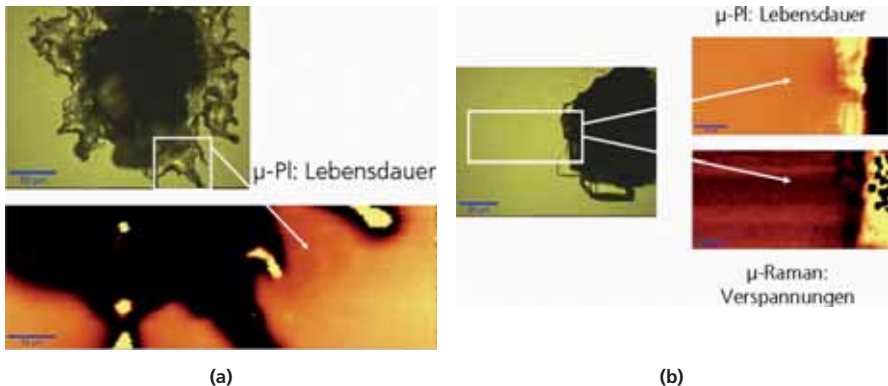


Abbildung 9-12 zeigt die Mikroskopaufnahme eines Via-Lochs nach einer Ätzdauer  $t_{\text{KOH}}$  von 30 s (a) und 180 s (b). Durch  $\mu\text{-PI}$  bzw.  $\mu\text{-Raman}$  Messungen können ortsaufgelöst die Lebensdauer bzw. Verspannungen im Silizium gemessen werden.

## 9.7 Modell des Bohrprozesses

Zusammenfassend lässt sich der Bohrprozess wie in Abbildung 9-13 dargestellt beschreiben. Das Laserlicht wird vom Silizium absorbiert und erhitzt dieses lokal bis es schmilzt. Oberflächennah verdampft ein Teil des Materials und erzeugt einen Rückstoßdruck wodurch die Schmelze ausgetrieben wird und ein Krater entsteht. Das flüssige Silizium redeponiert auf der Oberfläche und erkaltet. Beim nächsten Laserpuls wiederholt sich dieser Ablauf mit dem Unterschied, dass

das eingestrahle Licht jetzt auf eine veränderte Oberflächentopographie trifft. Diese bewirkt bei zunehmender Abtragstiefe eine Bündelung des Laserlichts im Zentrum des Kraters wodurch verstärkt die Tiefe des Kraters vergrößert wird. Die Bündelung des Lichts fällt stärker für p-polarisiertes Licht aus und eine Steigerung der Abtragseffizienz könnte somit durch die Verwendung radial polarisierten Lichts bewirkt werden. Verlängert sich die Zeit in der das Material erhitzt wird, so vergrößert sich die Schmelztiefe und die daraus resultierende Abtragstiefe. Neben der geringeren Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  wird bei der Verwendung größerer Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  auch weniger Schädigung im Silizium erzeugt. So sinkt bei gleicher Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und ansteigender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Lochwand  $S_{\text{via}}$ . Bei einer konstanten Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  sinkt die Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{via}}$  mit abnehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  solange die Anzahl an Pulsen pro Via-Loch konstant bleibt. Steigt die Wiederholungsanzahl  $N_{\text{WDH}}$  stark an, so steigt auch die Schädigung.

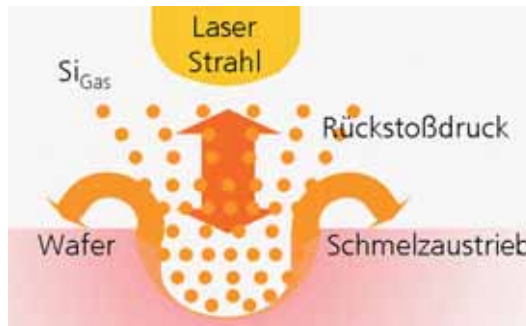


Abbildung 9-13 Schematische Darstellung des Bohrprozesses. Das Silizium absorbiert oberflächennah die eingestrahle Leistung, erwärmt sich, schmilzt und verdampft. Durch den Rückstoßdruck des verdampften Materials wird die Schmelze ausgetrieben und ein Krater entsteht. Trifft der nächste Puls auf dieselbe Stelle wiederholt sich der Vorgang außer dass das einfallende Licht aufgrund von Reflektionen an der Kraterwand ins Zentrum geleitet wird und dort zu einem verstärkten Abtrag führt.

## 9.8 Kapitelzusammenfassung

Bei der Analyse des Via-Loch-Bohrens bildete die Optimierung der Prozessgeschwindigkeit einen zentralen Punkt. Da die Prozesszeit maßgeblich durch die Anzahl der Pulse  $N_{\text{WDH}}$  bestimmt wird, die zum Durchbohren eines Wafers notwendig sind, wurde der Einfluss der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und der Fluenz  $\Phi$  auf  $N_{\text{WDH}}$  untersucht. Dabei ergeben sich folgende Zusammenhänge:

- Bei Pulsängen  $L_{\text{Puls}}$  zwischen 250 ns bis 500 ns steigt die Anzahl an Wiederholungen  $N_{\text{WDH}}$  mit abnehmender Fluenz  $\Phi$  linear an.
- Mit zunehmender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  sinkt die Steigung dieses linearen Anstiegs ab.

- Ab einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von ca. 600 nm ist die Anzahl an Wiederholungen  $N_{\text{WDH}}$  über einen großen Fluenzbereich hinweg konstant.
- Mit steigender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  sinkt die Anzahl an Wiederholungen stetig ab, bis bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1600 ns nur noch drei Pulse zum Durchbohren eines 180  $\mu\text{m}$  dicken Wafers benötigt werden.
- Bei der Verwendung ultra-kurzer Pulse konnten ebenfalls sehr geringe Wiederholungsanzahlen  $N_{\text{WDH}}$  von minimal 4 Pulsen pro Loch erzielt werden.
- Auch für ultra-kurze Pulse zeigte sich, dass eine Erniedrigung der Wiederholungsanzahlen  $N_{\text{WDH}}$  durch eine Verlängerung der Wechselwirkungszeit erzielt wird. Diese wird im Fall der ultra-kurzen Pulse durch eine Erhöhung der Pulsanzahl pro Pulszug  $N_{\text{Zug}}$  erreicht.

Eine Betrachtung der Bohreffizienz ergab, dass der größte Teil des Materials in der flüssigen Phase abgetragen wird. Durch diese Erkenntnis lies sich auf vereinfachte Art und Weise der Bohrprozess für eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1600 ns simulieren und eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielen.

Ein weiterer Grund für die gute Bohreffizienz besteht in der Bündelung des eingestrahnten Lichts im Zentrum des Bohrlochs. Die durch Reflektion an der Kraterwand verursachte Modifikation des Strahlprofils wurde in Abhängigkeit der Kratertiefe und der Polarisation berechnet.

Neben der Prozessgeschwindigkeit wurde als weiterer Kernpunkt die laserinduzierte Schädigung durch Bestimmung der Lebensdauer an der Lochwand  $\tau_{\text{Via}}$  in Abhängigkeit der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und der Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  untersucht. Dabei ergaben sich die folgenden Abhängigkeiten:

- Mit steigender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und gleichbleibender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  sinkt die Schädigung an der Lochwand.
- Bei konstanter Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  sinkt die Schädigung mit abnehmender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  solange die Wiederholungsanzahl  $N_{\text{WDH}}$  vergleichbar bleibt.

Weitere Untersuchungen zur Schädigung in der Umgebung der Via-Löcher anhand des Quotienten  $\tau_{\text{Via}} / \tau_{\text{eff}}^0$  zeigte, dass bei der Verwendung von ultra-kurzen Pulsen unabhängig vom Bohrprozess (Trepannieren, „on-the-fly“) deutlich mehr Schädigung erzeugt wird, als bei Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  im Bereich von 1  $\mu\text{s}$ .

Weiterführend sollte untersucht werden, ob bei einer weiteren Erhöhung der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  eine weitere Steigerung der Bohreffizienz erreicht werden kann. Der Einfluss des zeitlichen Strahlprofils auf die Wiederholungsanzahl  $N_{\text{WDH}}$  und die Schädigung sollte ebenfalls untersucht werden. Weiteres Optimierungspotential für den Bohrprozess steckt, wie die Berechnungen zeigen, in der Anpassung der Polarisation der verwendeten Strahlung.



## 10 Zusammenfassung und Ausblick

Der Kern dieser Arbeit bestand in der Entwicklung bzw. Weiterentwicklung strukturierender Laserprozesse für kristalline Silizium-Solarzellen. Dabei standen die experimentelle und theoretische Analyse des Wechselwirkungsprozesses und eine möglichst vollständige Prozesserschließung im Vordergrund. Einen zentralen Punkt bildeten überdies die Bestimmung der laserinduzierten Schädigung und ihre Abhängigkeit von materialspezifischen Größen und Laserparametern.

Die Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf weitere Forschungs- und Entwicklungsprojekte werden anhand der in Kapitel 2.8 formulierten Prozessanforderungen für die verschiedenen Solarzellenkonzepte vorgenommen. Dabei wird zuerst auf die Strukturierung dünner dielektrischer Schichten und ihre Anwendungen und nachfolgend auf die Strukturierung von Silizium eingegangen. Eine detaillierte Ergebnisauflistung ist am Ende jedes Einzelkapitels zu finden.

Es zeigte sich, dass bei der Strukturierung von dielektrischen Schichten die Oberflächentopographie für die Abhängigkeit der laserinduzierten Schädigung im Emitter von den Strahlungseigenschaften Wellenlänge  $\lambda$ , Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  eine entscheidende Rolle spielt. In Kapitel 5 wurden für plane und texturierte Oberflächen die laserinduzierte Schädigung, welche anhand der Emittersättigungsstromdichte  $J_{\text{OE, Ablation}}$  in den strukturierten Bereichen quantifiziert wurde, in Abhängigkeit der Strahlungseigenschaften bestimmt. Es zeigte sich, dass die Schädigung im Emitter mit ultra-kurzen Pulsen bei der Strukturierung auf planen Oberflächen um eine Größenordnung geringer ausfällt als bei Laserpulsen mit einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns. Wird dasselbe Schichtsystem jedoch auf einer texturierten Oberfläche strukturiert, dreht sich das Verhältnis um und die längeren Laserpulse verursachen eine deutlich geringere Schädigung. Für beide Oberflächentopographien ergab sich eine Reduzierung der Schädigung bei Verwendung eines homogenen Strahlprofils, wobei diese Reduzierung mit mindestens 60 % gegenüber einem gaußförmigen Strahlprofil auf planen Oberflächen deutlicher ausfällt. Die geringste Schädigung unabhängig von der Oberflächentopographie wird verursacht, wenn eine räumlich homogene Intensitätsverteilung und eine Wellenlänge  $\lambda$  verwendet wird, die im zu strukturierenden Schichtsystem absorbiert wird. Auf texturierten Oberflächen führen optische Sammlungs- und Beugungseffekte zu lokalen Intensitätserhöhungen, wodurch die notwendige Fluenz  $\Phi$  für die Strukturierung gegenüber der Bearbeitung auf planen Oberflächen verringert wird. Die optischen Effekte, welche den lokalen Intensitätserhöhungen auf texturierten Oberflächen zugrunde liegen, wurden auf Grundlage der geometrischen Optik berechnet und mit RCWA-Simulationen verglichen. Darüberhinaus wurde der thermische Eintrag auf das Siliziumsubstrat bei der Strukturierung anhand von Veränderungen im Emitterprofil untersucht. Dabei zeigte sich, dass bei einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns das Silizium mit ansteigender Intensität  $I$  immer tiefer aufgeschmolzen und der pn-Übergang aufgrund der Umverteilung des Phosphors in der flüssigen Phase weiter von der Oberfläche entfernt wird.

Der Einfluss der Laserparameter bei der Strukturierung einer Antireflex-Schicht wurde auch auf Solarzellenebene analysiert. Dabei wurde der Einfluss der Laserparameter auf die Kontaktbildungsparameter untersucht. Es zeigte sich, dass der Einfluss der Laserparameter

Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  den Einfluss der Kontaktbildungsparameter Temperdauer  $D_{\text{Temp}}$  und Temperatur  $T_{\text{Temp}}$  in den meisten Fällen übersteigt. Dabei bildeten sich die Ergebnisse der  $J_{\text{QE}}$ -Schädigungsanalyse auch auf die charakteristischen Größen der Solarzellen ab. Hocheffiziente Solarzellen mit der angestrebten laserbasierten Vorderseitenmetallisierung konnten hergestellt werden, wobei die Verwendung von ultra-kurzen Pulsen gegenüber einer Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 25 ns stets zu deutlichen Verlusten in der Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  führte. Die Ergebnisse der besten Solarzellen erreichten das Niveau des hocheffizienten und schädigungsfreien Alternativprozesses mit einem Wirkungsgrad  $\eta$  von 20,7 % und einer Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  von 651 mV. Bei einer ausführlichen Charakterisierung der Solarzellen-Kennlinien zeigten sich deutliche Abweichungen vom Zwei-Dioden-Modell. Durch die Erweiterung dieses Modells um einen lokalen Kurzschluss unter den Kontakten, konnten die Kennlinien erfolgreich beschrieben sowie die auftretenden Abweichungen vom idealen Zwei-Dioden-Modell erklärt und quantifiziert werden.

Da bisher alle Solarzellen mit hohem Wirkungsgrad  $\eta$  nur auf kleinen Zellflächen hergestellt wurden, ist ein Übertrag auf größere Flächen notwendig, um den Prozess interessant für die industrielle Anwendung zu machen. Ein Problem hierbei besteht in der Größe der geöffneten Bereiche. Zwar kann auch mit gaußförmigen Intensitätsprofilen schädigungsarm strukturiert werden, allerdings nur wenn die Öffnung sehr klein ist ( $\sim 5\text{-}10\ \mu\text{m}$  Durchmesser). Für die Bearbeitung größerer Flächen muss deswegen z. B. durch ein homogenes Strahlprofil die bearbeitete Fläche bei gleichbleibend niedriger Schädigung erhöht werden um die Prozessgeschwindigkeit zu steigern. Außerdem sollte der Einfluss der Rekristallisationsgeschwindigkeit auf texturierter Oberfläche genauer untersucht werden, um den schädigenden Einfluss bei der Verwendung ultra-kurzer Pulse zu separieren. Ein weiteres Problem ist die Homogenität des Strukturierungsprozesses auf großen Flächen, da schon kleinere Schwankungen in der Reflektivität der Oberfläche und der Substratdicke den Prozess negativ beeinflussen. Auch sollte näher auf die Abscheidungsparameter des Siliziumnitrids eingegangen und ihre Auswirkungen auf den Strukturierungsprozess untersucht werden.

Bei der Strukturierung von Silizium standen zum einen die Weiterentwicklung des schon etablierten Laserkantenisoliationsprozesses LKI sowie das Bohren von Via-Löchern im Fokus.

Bei der Laserkantenisolation sollte eine mögliche Reduzierung des Lasergrabens und mit ihr eine Reduzierung der laserinduzierten Schädigung untersucht werden. Die durchgeführten Experimente zeigten, dass die Grabentiefe durch den Einsatz ultra-kurzer Pulse für eine ausreichende Isolation nicht entscheidend verringert werden kann. Für die Evaluierung der Schädigung am Isoliationsgraben wurde ein von McIntosh et al. vorgeschlagenes Modell verwendet, das die Bestimmung der Sättigungsstromdichte  $J_{0, \text{Edge}}$  am Lasergraben ermöglicht. Die Untersuchungen zeigten, dass einzelne ultra-kurze Pulse ( $L_{\text{Puls}}=10\ \text{ps}$ ) aufgrund der großen Temperaturgradienten im Silizium zu einer extrem hohen Schädigung führen. Der große Temperaturgradient bewirkt Verspannungen im Kristall, welche die Lebensdauer in der Umgebung des Grabens massiv beeinflussen. Bei zu hohen Spannungen relaxiert das Material, wobei oberflächennahe Siliziumlagen abgesprengt werden.

Die ursprüngliche Annahme, dass ultra-kurze Pulse aufgrund der geringeren thermischen Eindringtiefe  $L_T$  weniger Schädigung erzeugen und somit den Isoliationsprozess verbessern könnten, wurde klar widerlegt. Offen bleibt, ob eine Reduzierung der Grabentiefe bei völliger Vermeidung der flüssigen Phase, z. B. durch die Verwendung noch kürzerer Pulse im fs-Regime,

möglich wäre. Da kürzere Pulse weiterhin große Verspannungen im Kristall zur Folge hätten, sollte bei der Laserkantenisolation der Schwerpunkt auf der Optimierung des Abstands zwischen Lasergraben und Kante liegen, da in der Vergrößerung der aktiven Solarzellenfläche das höchste Prozesspotential liegt. Weiterhin sollte der Einfluss von reaktiven Gasen bzw. inerten Gasen auf die Prozessqualität untersucht werden.

Bei der Analyse des Via-Loch-Bohrens bildete die Optimierung der Prozessgeschwindigkeit  $T_{\text{Prozess}}$  einen zentralen Punkt. Da die Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  maßgeblich durch die Anzahl der Pulse  $N_{\text{WDH}}$  bestimmt wird, die zum Durchbohren eines Wafers notwendig sind, wurde der Einfluss der Laserparameter Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und der Fluenz  $\Phi$  auf  $N_{\text{WDH}}$  untersucht. Dabei zeigte sich, dass mit steigender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  im Bereich von 250 ns bis 1,6  $\mu\text{s}$  die Anzahl der Pulse pro Loch  $N_{\text{WDH}}$  bei einem 180  $\mu\text{m}$  dickem Siliziumwafer stetig bis auf einen minimalen Wert von drei Pulsen pro Loch absinkt. Neben der Reduktion in der Prozesszeit  $T_{\text{Prozess}}$  steigt die Prozessstabilität, da bei großen Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  die Anzahl der Pulse pro Loch  $N_{\text{WDH}}$  über einen breiten Fluenzbereich konstant ist. Darüberhinaus ergaben Schädigungsuntersuchungen, dass mit steigender Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  und sinkender Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  die Schädigung des Siliziums beim Bohrprozess abnimmt. Somit minimieren Pulslängen  $L_{\text{Puls}}$  im Bereich von 1,0  $\mu\text{s}$  bis 1,6  $\mu\text{s}$  die Schädigung als auch die Prozesszeit. Eine Betrachtung der Bohreffizienz ergab, dass der größte Teil des Materials in der flüssigen Phase abgetragen wird. Durch diese Erkenntnis lies sich auf vereinfachte Art und Weise der komplexe Bohrprozess für eine Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  von 1600 ns simulieren und eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielen. Ein weiterer Grund für die gute Bohreffizienz besteht in der Bündelung des eingestrahlt Lichts im Zentrum des Bohrlochs. Die durch Reflektion an der Kraterwand verursachte Modifikation des Strahlprofils wurde in Abhängigkeit der Kratertiefe und der Polarisation berechnet.

Weiterführend sollte untersucht werden, ob bei einer weiteren Erhöhung der Pulslänge  $L_{\text{Puls}}$  eine weitere Steigerung der Bohreffizienz erreicht werden kann. Ebenfalls könnte durch die Optimierung des zeitlichen Strahlprofils die Wiederholungsanzahl  $N_{\text{WDH}}$  und die Schädigung weiter reduziert werden. Optimierungspotential für den Bohrprozess steckt weiterhin, wie die Berechnungen zeigen, in der Anpassung der Polarisation der verwendeten Strahlung.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass strukturierende Laserprozesse ein großes Potential zur Wirkungsgradsteigerung kristalliner Silizium-Solarzellen besitzen. Vor allem eine Metallisierung basierend auf einer lasergeöffneten Antireflex-Schicht für die Solarzellen-Vorderseite könnte sowohl Leerlaufspannung als auch Kurzschlussstromdichte der aktuellen Standard-Siebdruck-Solarzelle deutlich steigern. Auch bei neuartigen Solarzellenkonzepten wie MWT- und EWT-Solarzellen, die rückseitig kontaktiert sind, nehmen strukturierende Laserprozesse eine wichtige Rolle ein. Ein Beispiel hierfür ist, dass sich der Laserprozess zum Bohren der Via-Löcher bereits in der industriellen Fertigung etabliert hat.





## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als den angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- beziehungsweise Beratungsdiensten (Promotionsberater/-beraterinnen oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

## Anhang

### Berechnung der Streueffizienz und Winkelverteilung

```

(*Needs["Graphics`Graphics`"] (* Needed for the polar plotting routine. *)*)
(*Needs["Graphics`ParametricPlot3D`"] (* Needed for the spherical plotting routine. *)*)
Needs["Graphics`Legend`"] (* Needed for plot legends *)
Needs["NumericalMath`NLimit`"] (* Needed for determining function values at discontinuities *)

Off[General::spell1];

SetDirectory[""];
r = ;
rlist = {};
While[(r += 0) <=,
  {n1 = 1; (* Real part of refractive index of medium *)
   n2 = 1.5; (* Real part of refractive index of scatterer *)

   k1 = 0; (* Imaginary part of refractive index of medium *)
   k2 = 0; (* Imaginary part of refractive index of scatterer *)
   lambda0 = 0.355; (* Vacuum wavelength in microm *)

   (*r = 0.04; (* Sphere radius in microm *)*)
   m1 = n1 + I k1; (* Complex refractive index of medium *)
   m2 = n2 + I k2; (* Complex refractive index of scatterer *)

   mrel =  $\frac{n_2 + I k_2}{n_1 + I k_1}$ ; (* Relative refractive index between scatterer and medium *)
   lambda1 =  $\frac{\lambda_0}{n_1 + I k_1}$ ; (* Wavelength in external medium in microm *)
   lambda2 =  $\frac{\lambda_0}{n_2 + I k_2}$ ; (* Wavelength inside sphere in microm *)
   k0 =  $\frac{2 \pi}{\lambda_0}$ ; (* Wave number in vacuum in microm-1 *)
   k1 =  $\frac{2 \pi}{\lambda_1}$ ; (* Wave number in external medium in microm-1 *)
   k2 =  $\frac{2 \pi}{\lambda_2}$ ; (* Wave number inside the sphere in microm-1 *)

   q[a_] := k0 a;
   q1[a_] := k1 a;
   q2[a_] := k2 a;

   Largest[a_] := Max[q[a], Abs[q1[a]], Abs[q2[a]]];
   LastTerm[a_] := Ceiling[Abs[Largest[a] + 4.05 (Largest[a])2 + 2]];
   phi_ := phi /. Complex[u_, v_] -> Complex[u, -v];

   psi[l_, rho_] := rho  $\sqrt{\frac{\pi}{2 \rho}}$  BesselJ[ $\left[1 + \frac{1}{2}\right]$ , rho]; (* Riccati-Bessel function of 1st kind *)

   phiPrime[l_, rho_] := Evaluate[D[psi[l, rho], rho]];
   (* Partial derivative of Riccati-Bessel function w/r/t rho *)

```

```

ξ[l_, ρ_] := ψ[l, ρ] + I ρ √(π/2 ρ) BesselY[(1 + 1/2), ρ]; (* Riccati-Hankel function *)

ξPrime[l_, ρ_] := Evaluate[D[ξ[l, ρ], ρ]]; (* Partial derivative of Riccati-Hankel function w/r/ ρ *)
pi[l_, θ_] := LegendreP[1, 1, Cos[θ]];
sin[θ_] := Sin[θ];
r[l_, θ_] := D[LegendreP[1, 1, Cos[θ]], θ];

an[l_, a_] := Evaluate[(m2 ψPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]] - m1 ψ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]]) /
(m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]] - m1 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]])];

bn[l_, a_] := Evaluate[(m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]] - m1 ψPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]]) /
(m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]] - m1 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]])];

cn[l_, a_] := Evaluate[(m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q1[a]] - m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q1[a]]) /
(m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]] - m1 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]])];

dn[l_, a_] := Evaluate[(m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q1[a]] - m2 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q1[a]]) /
(m2 ξPrime[l, q1[a]] ψ[l, q2[a]] - m1 ξ[l, q1[a]] ψPrime[l, q2[a]])];

A[l_, a_] := 1/K2 ((Abs[cn[l, a]])^2 ψ[l, q2[a]] ψPrime[l, q2[a]]' -
(Abs[dn[l, a]])^2 ψPrime[l, q2[a]] ψ[l, q2[a]]');

B[l_, a_] := 1/K1 ((Abs[an[l, a]])^2 ξPrime[l, q1[a]] ξ[l, q1[a]]' -
(Abs[bn[l, a]])^2 ξ[l, q1[a]] ξPrime[l, q1[a]]');

Clear[k];

ILimit[a_] := Limit[(λ0)^2 / (8 π (k)^2 2 (3 * 10^8)) (1 + (4 π a k / λ0 - 1) Exp[4 π a k / λ0]), k → 0];

f[a_] := If[k1 ≠ 0, N[(λ0)^2 / (8 π (k1)^2 2 (3 * 10^8)) (1 + (4 π a k1 / λ0 - 1) Exp[4 π a k1 / λ0])], ILimit[a]];

CScat[a_] := π a^2 / f[a] * π λ0 / (2 π (3 * 10^8)) ∑_{l=1}^{LastTerm[a]} (2 l + 1) Im[B[l, a]];

CAbs[a_] := π a^2 / f[a] * π λ0 / (2 π (3 * 10^8)) ∑_{l=1}^{LastTerm[a]} (2 l + 1) Im[A[l, a]];

CExt[a_] := π a^2 / f[a] * π λ0 / (2 π (3 * 10^8)) ∑_{l=1}^{LastTerm[a]} (2 l + 1) Im[A[l, a] + B[l, a]];

(*Print["Cscat = ", CScat[r]/N, " μm^2*"];
Print["CAbs = ", CAbs[r]/N, " μm^2*"];
Print["CExt = ", CExt[r]/N, " μm^2*"];*)

SetOptions[Plot, Frame → True, PlotRange → All, ImageSize → 700, GridLines → Automatic,
PlotPoints → 40, LabelStyle → Directive[Blue, FontFamily → "Helvetica*"]];

QScat[a_] := CScat[a] / π a^2;

```

```

QAbs[a_] :=  $\frac{CAbs[a]}{\pi a^2}$ ;
QExt[a_] :=  $\frac{CExt[a]}{\pi a^2}$ ;

(*Print["Qscat = ", QScat[r]/N, "  $\mu m^2$ "];
Print["Qabs = ", QAbs[r]/N, "  $\mu m^2$ "];
Print["Qext = ", QExt[r]/N, "  $\mu m^2$ "];*)
(*rlist = Append[rlist, {r, CScat[r]}];*)

SetOptions[Plot, Frame → True, PlotRange → All, ImageSize → 700, GridLines → Automatic,
PlotPoints → 40, LabelStyle → Directive[Blue, FontFamily → "Helvetica"]];

S1[a_,  $\theta$ ] :=  $\sum_{l=1}^{LastTerm[a]} \left( \frac{(2l+1)}{1(1+1)} \right) (an[l, a] pi[l, \theta] + bn[l, a] \tau[l, \theta])$ ;
S2[a_,  $\theta$ ] :=  $\sum_{l=1}^{LastTerm[a]} \left( \frac{(2l+1)}{1(1+1)} \right) (an[l, a] \tau[l, \theta] + bn[l, a] pi[l, \theta])$ ;
Iperp[a_,  $\theta$ ] := (Abs[S1[a,  $\theta$ ]])2;
Ipar[a_,  $\theta$ ] := (Abs[S2[a,  $\theta$ ]])2;

Iunpol[a_,  $\theta$ ] :=  $\frac{Iperp[a, \theta] + Ipar[a, \theta]}{2}$ ;

RNorm[a_] :=  $\sum_{l=1}^{LastTerm[a]} 2(1+1) ((Abs[an[l, a]])^2 + (Abs[bn[l, a]])^2)$ ;

IunpolNorm[a_,  $\theta$ ] :=  $\frac{Iunpol[a, \theta]}{RNorm[a]}$ ;

NormFactor = NLimit[Iperp[r,  $\phi$ ],  $\phi \rightarrow 0.0$ , WorkingPrecision → 20, Terms → 6];
rlist = Append[rlist, {2 Pi r /  $\lambda_0$ , QScat[r]}];

}],

MySpokes = Table[Graphics[Line[{{0, 0}, {Cos[ $\theta$  Degree], Sin[ $\theta$  Degree]}]], { $\theta$ , 0, 345, 30}];
MyRings = Graphics[Table[{Dashing[{0.01, 0.01}], Circle[{0, 0}, 1]}, {1, 0, 1, 0.1}]];
NormFactor = NLimit[Iperp[r,  $\phi$ ],  $\phi \rightarrow 0.0$ , WorkingPrecision → 20, Terms → 6];
SetOptions[PolarPlot, Frame → False, PlotRange → All,
ImageSize → 500, PlotPoints → 300, AspectRatio → 1, FrameTicks → None,
DisplayFunction → Identity, Background → GrayLevel[.999],
LabelStyle → Directive[Blue, FontFamily → "Helvetica", FontSize → 21]];
IPolarPerp = Show[PolarPlot[Evaluate[ $\frac{Iunpol[r, \theta]}{NormFactor}$ ], { $\theta$ , - $\pi$ ,  $\pi$ },
PlotStyle → {Thickness[0.01], RGBColor[1, 0, 0]}],
MySpokes, MyRings, DisplayFunction → $DisplayFunction]
Print["Normierungsfaktor = ", NormFactor];

```

```
ListPlot[rlist]

rlist[[21]]
CScat[0.24]
rlist;

r = ;
MySpokes = Table[Graphics[Line[{{(0, 0), {Cos[# Degree], Sin[# Degree]}}}], {#, 0, 345, 30}];
MyRings = Graphics[Table[{Dashing[{0.01, 0.01}], Circle[{0, 0}, 1]}, {1, 0, 1, 0.1}]];
NormFactor = NLimit[Iperp[r,  $\phi$ ],  $\phi \rightarrow 0.0$ , WorkingPrecision  $\rightarrow 20$ , Terms  $\rightarrow 6$ ];
SetOptions[PolarPlot, Frame  $\rightarrow$  False, PlotRange  $\rightarrow$  All,
  ImageSize  $\rightarrow$  500, PlotPoints  $\rightarrow$  300, AspectRatio  $\rightarrow$  1, FrameTicks  $\rightarrow$  None,
  DisplayFunction  $\rightarrow$  Identity, Background  $\rightarrow$  GrayLevel[.999],
  LabelStyle  $\rightarrow$  Directive[Blue, FontFamily  $\rightarrow$  "Helvetica", FontSize  $\rightarrow$  21]];
IPolarPerp = Show[PolarPlot[Evaluate[ $\frac{Iunpol[r, \theta]}{NormFactor}$ ], { $\theta$ , - $\pi$ ,  $\pi$ },
  PlotStyle  $\rightarrow$  {Thickness[0.01], RGBColor[1, 0, 0]}],
  MySpokes, MyRings, DisplayFunction  $\rightarrow$  $DisplayFunction]
NormFactor
```

## Abkürzungen und Symbole

$\vec{H}$	Magnetische Feldstärke
$\lambda$	Wellenlänge
$\rho$	Dichte
$\eta$	Wirkungsgrad
$\lambda_L$	Wärmeleitfähigkeit
$\sigma_L$	Elektrische Leitfähigkeit
$\Delta n$	Überschussladungsträgerkonzentration
$\sigma_{n/p}$	Einfangquerschnitt für Elektronen/Löcher
$\rho_{spez}$	Spezifischer Widerstand
$\mu$ -PCD	microwave photo- conductance decay
$\mu$ -PL	$\mu$ -Photolumineszenz
$\mu_r$	Magnetische Suszeptibilität
AM	Air Mass
$a_n$	Streukoeffizienten
$a_{th}$	Thermischer Ausdehnungskoeffizient
$b_n$	Streukoeffizienten
$B_{n, Auger}$	Rekombinationskoeffizient bei der Auger-Rekombination (eeh-Prozess)
$B_{p, Auger}$	Rekombinationskoeffizient bei der Auger-Rekombination (ehh-Prozess)
$B_{Rad}$	Rekombinationskoeffizient für die strahlende Rekombination
C	Konzentration
$cal_a$	Kalibrierungsfaktor bei der Photoleitfähigkeitsmessung
$cal_b$	Kalibrierungsfaktor bei der Photoleitfähigkeitsmessung
$C_p$	spezifische Wärmekapazität
$C_W$	Streuquerschnitt
cw	continuous wave
Cz	Czochralski
d	Durchmesser
D	Diffusionskonstante
$d_{LKI}$	Abstand zwischen Isolationsgraben und äußerstem Kontaktfinger

---

$d_{\text{Schaden}}$	Effektive Schädigungstiefe
$D_{\text{Temp}}$	Temperdauer
$E$	Elektromagnetische Feldstärke
$E_0$	Amplitude einer elektromagnetischen Welle
$\text{Eff}_{\text{Bohr}}$	Bohreffizienz
$E_G$	Bandlücke
$E_i$	intrinsisches Fermi-niveau
$E_{\text{Puls}}$	Pulsenergie
$E_T$	Energieniveau einer Störstelle
EWT	Emitter Wrap Through
$f$	Frequenz
$f$	Brennweite
$F_{\text{Abs}}$	Optischer Faktor für die quasi-statische Messung der Photoleitfähigkeit
FB	Flächenbedeckungsgrad
FF	Füllfaktor
$F_{\text{Öffnung}}$	Geöffnete Fläche
FZ	Float zone
G	Generationsrate
$h$	Pyramidenhöhe
H	Enthalpie
I	Intensität
$I_{0, \text{Edge}}$	Rekombinationsstrom am Isolationsgraben
$I_{01}$	Rekombinationsstrom in Basis und Emitter
$I_D$	Diodenpumpstrom
ISE	Institut für Solare Energiesysteme
$J_{0, \text{Edge}}$	Sättigungsstromdichte am Isolationsgraben
$J_{01}$	Rekombinationsstromdichte in Basis und Emitter
$J_{02}$	Rekombinationsstromdichte in der RLZ
$J_{0B}$	Basissättigungsstromdichte
$J_{0E}$	Emittersättigungsstromdichte
$J_{0H}$	Sättigungsstromdichte des Schottky-Kontakts
$J_{\text{gen}}$	Generierte Stromdichte



$J_{MPP}$	Stromdichte am Maximum Power Point
$J_{Ph}$	Photostromdichte
$J_{SC}$	Kurzschlussstromdichte
$k$	Wellenzahl
$k$	Extinktionskoeffizienten
$k_B$	Boltzmannkonstante
$L$	Kantenlänge der Solarzelle
$LA$	Linienabstand
LFC	Laser Fired Contacts
LKI	Laserkantenisolation
$L_{Linien}$	Linienlänge
$L_{Pitch}$	Abstand von Laserpulsen
$L_{Puls}$	Pulslänge
$L_T$	Thermische Eindringtiefe
$L_\alpha$	Absorptionslänge
$m$	lokaler Idealitätsfaktor
MPP	Maximum Power Point
MWT	Metal Wrap Through
$n$	Realteil des Brechungsindex
$n^*$	Komplexer Brechungsindex
$n_0$	Elektronenkonzentration im Gleichgewicht
$n_{0H}$	Idealitätsfaktor der Diode am Isolationsgraben
$n_1$	Idealitätsfaktor
$n_2$	Idealitätsfaktor
$n_i$	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
$N_{Linien}$	Linienanzahl [
$N_{OF}$	Rekombinationszentrenkonzentration
n-Typ	Phosphor dotiertes Silizium
$N_{via}$	Lochdichte
$N_{WDH}$	Anzahl Wiederholungen
$N_{Zug}$	Anzahl der Pulse pro Pulszug
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

---

P	Leistung
p	Druck
$p_0$	Löcherkonzentration im Gleichgewicht
PA	Pulsabstand
PECVD	Plasma enhanced chemical vapor deposition
PERC	Passivated Emitter and Rear Cell
$P_{\text{Licht}}$	Lichtleistung
$P_{\text{MPP}}$	Leistung am Maximum Power Point
PSFF	Pseudo-Füllfaktor
PSG	Phosphorglas
p-Typ	Bor dotiertes Silizium
q	Elementarladung
$Q_{\text{SC}}$	Streueffizienz
QSSPC	Quasi steady state photo-conductance decay measurement
r	Radius
R	Reflektierter Anteil der eingestrahlten Welle
$r_0$	Lochradius
$R_{0H}$	Serienwiderstand
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RKI	Rückseitige Kantenisolation
$r_{\text{KOH}}$	Ätzrate in KOH
RLZ	Raumladungszone
$R_p$	Parallelwiderstand
RPR	Repetitionsrate
$R_s$	Serienwiderstand
$R_{\text{SH}}$	Schichtwiderstand
S	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
S	Rekombinationsgeschwindigkeit
Si	Silizium
SIMS	Sekundär Ionen Massenspektroskopie
$\text{SiN}_x$	Siliziumnitrid
$\text{SiO}_x$	Siliziumoxid

---

ST	Standard Testing
$S_{\text{via}}$	Rekombinationsgeschwindigkeit an der Lochwand
t	Zeit
TEM	Transversale elektromagnetische Moden
$T_G$	Tiefe eines Lasergrabens
$t_{\text{KOH}}$	Ätzdauer
$t_{\text{pass}}$	Passivierungsdauer
$T_{\text{Prozess}}$	Prozesszeit
$T_{\text{Schmelz}}$	Schmelztemperatur
$T_{\text{Temp}}$	Tempertemperatur
U	Spannung
u	Umfang
U	Rekombinationsrate
$U_{\text{LKI}}$	Umfang der durch einen Lasergraben begrenzten aktiven Zellfläche
$U_{\text{MPP}}$	Spannung am Maximum Power Point
$U_{\text{Offset}}$	Kalibrierungsfaktor bei der Photoleitfähigkeitsmessung
$U_{\text{Photo}}$	Photoleitfähigkeitsspannung
$U_{\text{Silizium}}$	Schmelzenthalpie
$U_{\text{th}}$	Thermische Spannung
v	Verfahrgeschwindigkeit
$V_{\text{Loch}}$	Lochvolumen
$v_{\text{th}}$	thermische Geschwindigkeit
W	Waferdicke
$w_0$	Radius der Gauß-Verteilung
x	Größenparameter
$X_{\text{up}}$	Faktor für die Intensitätserhöhung
$Z_R$	Rayleighlänge
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\delta t$	Bestrahlungsdauer beim stationären Bohren
$\theta$	Divergenzwinkel
$\tau_{\text{eff}}^0$	Lebensdauer einer unbearbeiteten Referenzprobe
$\tau_{\text{Bulk}}$	Lebensdauer im Siliziummaterial

---

$\tau_{\text{eff}}$	Effektive Minoritätsladungsträger-Lebensdauer
$\tau_{\text{sS}}$	Lebensdauer an der Oberfläche der Probe
$\tau_{\text{via}}$	Lebensdauer in der Lochumgebung
$\Phi$	Fluenz
$\Phi_{\text{Tr}}$	Schwellfluenz



---

## Veröffentlichungsliste

### Autor

A. Knorz, A. Grohe, C. Harmel, R. Preu, J. Luther „Progress in Selective Laser Ablation of Dielectric Layers“, Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference 2007 pp. 1488-91

A. Knorz, M. Peters, A. Grohe, C. Harmel, R. Preu „Selective Laser Ablation of SiN<sub>x</sub> Layers on Textured Surfaces for Low Temperature Front Side Metallizations“, Progress in Photovoltaics: Research and Applications Volume 17, Issue 2, pages 127–136, 2009

A. Knorz, M. Aleman, A. Grohe, R. Preu, S.W. Glunz „Laser Ablation of Antireflection Coatings for Plated Contacts Yielding Solar Cell Efficiencies above 20 %“, Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference 2009 pp. 1002-5

A. Knorz, A. Grohe, R. Preu „Laser Ablation of Etch Resists for Structuring and Lift-Off Processes“, Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference 2009 pp. 2164-7

A. Knorz, S. Gutscher, A. Fell, P. Gundel, R. Preu „High Speed Laser Drilling: Parameter Evaluation and Characterisation“, Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition 2010 pp. 1410-6

### Co-Autor

A. Grohe, A. Knorz, M. Aleman, C. Harmel, S. W. Glunz, R. Preu, G. Willeke „Novel Low Temperature Front Side Metallisation Scheme Using Selective Laser Ablation of Anti Reflection Coatings and Electroless Nickel Plating“, Proceedings of the 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion 2006 pp. 1399-402

A. Grohe, A. Knorz, C. Harmel, S. W. Glunz, R. Preu, G. Willeke „Selective Laser Ablation of Anti-Reflection Coatings for Novel Metallization Techniques“, Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference 2006 pp. 750-3

A. Grohe, T. Wütherich, A. Knorz, J. Nekarda, N. Migirulli, C. Harmel, S. W. Glunz, R. Preu, „ Laser Processes for the Industrial Production of High Efficiency Silicon Solar Cells“, Proceedings of the 22st European Photovoltaic Solar Energy Conference 2006 pp. 1751-4

M. Aleman, N. Bay, D. Barucha, A. Knorz, D. Biro, R. Preu, S. W. Glunz „Advances in Electroless Nickel Plating for the Metallization of Silicon Solar Cells Using Different Structuring Techniques for the ARC“, Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference 2009 pp. 1414-8

S. W. Glunz, M. Aleman, J. Bartsch, N. Bay, K. Bayer, R. Bergander, A. Filipovic, S. Grell, A. Grohe, M. Hörteis, A. Knorz, M. Menkö, A. Mette, D. Pysch, V. Radtke, P. Richter, D. Rudolph, T. Rublack, C. Schetter, D. Schmidt, O. Schultz, R. Woehl „Progress in Advanced Metallization Technology at Fraunhofer ISE“, Proceedings of the 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference 2008 pp. 1-4

L. Gautero, D. Kania, J. Seiffe, A. Knorz, J. Specht, J. –F. Nekarda, M. Hofmann, J. Rentsch, J. M. Sallase, R. Preu „Comparison of Different Rear Contacting Approaches for Industrial PERC Solar Cells on MC-Si Wafer“, Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition 2010 pp. 1328-1331

S. Gutscher, A. Knorz, P. Gundel, J. Greulich, R. Preu „Characterization and Optimization of Laser Edge Isolation“, Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition 2010 pp. 2287-91

---

## Literatur- und Quellenverzeichnis

1. World population prospects. 2008, United Nations: Population Division of Economic and Social Affairs of the United Nations.
2. CO<sub>2</sub> Emission from fuel combustion highlights. 2010, International Energy Agency.
3. Zeitreihen zur Entwicklung der erneuerbaren Energien in Deutschland. März 2011, Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit unter Verwendung von Daten der Arbeitsgruppe Erneuerbare Energien-Statistik (AGEE-Stat).
4. Hering, G., Das Jahr des Tigers, in Photon. 2010.
5. Swanson, R.M., A vision for crystalline silicon photovoltaics. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2006. 14(5): p. 443-53.
6. Green, M., et al., Solar cell efficiency tables (version 35). Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2010. 18: p. 144-50.
7. Green, M.A., Solar cells: operating principles, technology and system applications. 1986, Kensington: UNSW.
8. Würfel, P., Physik der Solarzellen. (Physics of solar cells). 1995, Heidelberg, Germany: Spektrum Akademischer Verlag.
9. Goetzberger, A., B. Voß, and J. Knobloch, Sonnenenergie: Photovoltaik. 1994, Stuttgart: Teubner Studienbücher Physik. 234.
10. Sze, S.M., Physics of Semiconductor Devices. 2nd ed. 1981, New York: John Wiley & Sons. 868.
11. Shockley, W. and W.T.J. Read, Statistics of the recombinations of holes and electrons. Physical Review, 1952. 87(5): p. 835-42.
12. Hall, R.N., Electron-hole recombination in germanium. Physical Review, 1952. 87: p. 387.
13. Fischer, B., Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements, in Fachbereich Physik. 2003, Universität Konstanz: Konstanz. p. 198.
14. Sproul, A.B., Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors. Journal of Applied Physics, 1994. 76(5): p. 2851-4.
15. Shockley, W., The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors. Bell System Tech. J., 1949. 28: p. 435-489.
16. Sinton, R.A. and A. Cuevas, Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data. Applied Physics Letters, 1996. 69(17): p. 2510-12.



17. Wolf, M. and H. Rauschenbach, Series resistance effects on solar cell measurements. *Advanced Energy Conversion*, 1963. 3: p. 455-79.
18. Sinton, R.A. and A. Cuevas. A quasi-steady-state open-circuit voltage method for solar cell characterization. in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000. Glasgow, UK: James & James, London, UK, 2000.
19. Gundel, P., et al., Quantitative carrier lifetime measurement with micron resolution. *Journal of Applied Physics*, 2010. 108: p. 033705.
20. Gundel, P., et al., Submicron resolution carrier lifetime analysis in silicon with Fano resonances. *Physica Status Solidi RRL*, 2010. 4(7): p. 160-2.
21. Gundel, P., M.C. Schubert, and W. Warta, Simultaneous stress and defect luminescence study on silicon. *Physica Status Solidi A*, 2009. 207(2): p. 436-41.
22. Preu, R., Innovative Produktionstechnologien für kristalline Silicium-Solarzellen, in *Fachbereich Elektrotechnik*. 2000, FernUniversität Hagen: Freiburg. p. 228.
23. Grohe, A., Einsatz von Laserverfahren zur Prozessierung von kristallinen Silizium-Solarzellen, in *Fakultät für Physik*. 2007, Universität Konstanz: Konstanz. p. 251.
24. Engelhard, P., et al., The RISE-EWT (rear interdigitated single evaporation - emitter wrap through) solar cell - a new approach towards simple high efficiency silicon solar cells, in *Laseranwendungen in der Photovoltaik*. 2005: Coherent Lambda Physik GmbH, Göttingen.
25. Engelhart, P., Lasermaterialbearbeitung als Schlüsseltechnologie zum Herstellen rückseitenkontaktierter Siliciumsolarzellen, in *Fakultät für Elektrotechnik und Informatik*. 2007, Universität Hannover. p. 162.
26. Schneiderlöchner, E., Laserstrahlverfahren zur Fertigung kristalliner Silizium-Solarzellen, in *Fakultät für Angewandte Wissenschaften*. 2004, Universität Freiburg: Freiburg, Germany. p. 186.
27. Kray, D., et al. Laser-doped silicon solar cells by laser chemical processing (LCP) exceeding 20% efficiency. in *Proceedings of the 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 2008. San Diego, USA.
28. Kray, D., et al., Study on the edge isolation of industrial silicon solar cells with waterjet-guided laser. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2007. 91(17): p. 1638-44.
29. Emanuel, G., et al. High throughput laser isolation of crystalline silicon solar cells. in *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2001. Munich, Germany: WIP-Munich and ETA-Florence.
30. McIntosh, K. and C.B. Honsberg. The influence of edge recombination on a solar cell's I-V curve. in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000. Glasgow, UK: James & James, London, UK, 2000.

31. Engelhart, P., Laser Ablation of SiO<sub>2</sub> for Locally Contacted Si Solarcells with Ultra-short Pulses. *Progress in Photovoltaics*, 2007. 15: p. 521-527.
32. Preu, R., et al. Laser-fired contacts - transfer to a simple high efficiency process scheme to industrial production. in *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2002. New Orleans, Louisiana, USA.
33. Schneiderlöchner, E., et al. Investigations on laser-fired contacts for passivated rear solar cells. in *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaics Specialists Conference*. 2002. New Orleans, Louisiana, USA.
34. Preu, R., et al. Laser ablation - a new low-cost approach for passivated rear contact formation in crystalline silicon solar cell technology. in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000. Glasgow, UK: James & James, London, UK, 2000.
35. Dubé, C.E. and R.C. Gonsiorowski. Improved contact metallization for high efficiency EFG polycrystalline silicon solar cells. in *Proceedings of the 21st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1990. Kissimmee, Florida, USA.
36. Alemán, M., et al. Characterization of electroless nickel plating on silicon solar cells for the front side metallization. in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2007. Mátrafüred, Hungary.
37. Knorz, A., et al. Laser ablation of antireflection coatings for plated contacts yielding solar cell efficiencies above 20 %. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
38. Knorz, A., et al. Progress in selective laser ablation of dielectric layers. in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference 2007*. Milan, Italy.
39. Alemán, M., et al. Industrially feasible front-side metallization based on ink-jet masking and nickel plating. in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2008. Valencia, Spain.
40. Bennett, I.J., et al. World record module efficiency for large and thin mc-Si MWT cells. in *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2009. Hamburg, Germany.
41. Clement, F., *Die Metal Wrap Through Solarzelle- Entwicklung und Charakterisierung*, in Fakultät für Angewandte Wissenschaften. 2009, Universität Freiburg: Freiburg. p. 1-256.
42. Gee, J.M., W.K. Schubert, and P.A. Basore. Emitter wrap-through solar cell. in *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 1993. Louisville, Kentucky, USA: IEEE; New York, NY, USA.
43. Mingirulli, N., *Fabrication and Characterization of Emitter-Wrap-Through Cells*. 2009, University of Konstanz.

44. Bäuerle, D., Laser processing and chemistry. 3rd ed. 2000, Linz: Springer. 788.
45. Siegman, A.E., Lasers. 1986: University Science Books.
46. Saleh, B.E.A. and M.C. Teich, Grundlagen der Photonik 2nd ed. 2008, Berlin: Wiley-VCH. 1406.
47. Koechner, W., Solid-State Laser Engineering. 1999: Springer-Verlag. 746.
48. Nolting, W., Theoretische Physik 3 Elektrodynamik. 2001, Berlin Heidelberg New York: Springer Verlag. 460.
49. Jellison, G.E., Jr. and D.H. Lowndes, Optical absorption of silicon at 1.152  $\mu$  at elevated temperatures. Applied Physics Letters, 1982. 41(7): p. 594-6.
50. Jellison, G.E., Jr. and F.A. Modine, Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7  $\mu$  at elevated temperatures. Applied Physics Letters, 1982. 41(2): p. 180-2.
51. Sik, J., J. Hora, and J. Humlíček, Optical functions of silicon at high temperatures. Journal of Applied Physics, 1998. 84(11): p. 6291-8.
52. Okada, Y. and Y. Tokumaru, Precise determination of lattice parameter and thermal expansion coefficient of silicon between 300 and 1500 K. Journal of Applied Physics, 1984. 56(2): p. 314-20.
53. Galvin, G.J., J.W. Mayer, and P.S. Peercy, Solidification kinetics of pulsed laser melted silicon based on thermodynamic considerations. Applied Physics Letters, 1985. 46(7): p. 644-6.
54. Tada, H., A.E. Kumpel, R.E. Lathrop, J.B. Slanina, P. Nieva, P. Zavracky, I.N. Miaoulis, P.Y. Wong, Thermal expansion coefficient of polycrystalline silicon and silicon dioxide thin films at high temperatures. J. Appl. Phys. 87(9), 4189, 2000.
55. Wolke, W., Kathodenzerstäubung zur Beschichtung von kristallinen Silizium-Solarzellen, in Fakultät der Mathematik und Physik. 2005, Universität Freiburg: Freiburg. p. 217.
56. Mäckel, H., Herstellung und Charakterisierung von Siliziumnitridschichten zur Passivierung von Siliziumoberflächen, in Fakultät für Physik. 1999, Universität Freiburg: Freiburg. p. 138.
57. Zink, B.L. and F. Hellman, Specific heat and thermal conductivity of low-stress amorphous Si-N membranes. Solid State Communications, 2004. 129: p. 199-204.
58. Fell, A., Modelling and Simulation of Laser Chemical Processing (LCP) for the Manufacturing of Silicon Solar Cells, in Fachbereich Physik. 2010, Universität Konstanz.
59. Avia-x-355, D., Coherent High-Power Q-Switched Ultraviolet Lasers System Specifications. 2011.
60. IR50/IR70, D., JenLas® disk IR50 / IR70. 2011.
61. StarDisc, D.R., LASER MICRO Carl Baasel Lasertechnik GmbH & Co. KG. 2011.
62. TLM-50, D., TLM 2011 Series Thulium CW Fiber Laser Modules. 2011.

63. Stolberg, K., et al. Ablation of SiN Passivation Layers on Photovoltaic Cells with Femtosecond Laser Source. in LAMP-the 5th International Congress on Laser Advanced Materials Processing. 2009.
64. Pflöging, W., Przybylski, M., Brückner, H.J. Excimer laser material processing. State of the art and new approaches in microsystem technology. in Photonics West: Lasers and Applications in Science and Technology. 2006. San Jose, Calif.: Bellingham, Wash. : SPIE, 2006 S.61070G/1-15. (SPIE Proceedings Series ; 6107). ISBN 0-8194-6149-0
65. Altex-500-si, D., ATLEX-SI-Series Technical Data. 2011.
66. Superrapid, D.L., High Power Industrial Picosecond Laser. 2011.
67. Liu, J.M., Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. Optics Letters, 1982. 7(5): p. pp. 196-198 (1982)
68. Hermann S., H.N., Brendel R., Herzog D., Haferkamp H., Picosecond laser ablation of SiO<sub>2</sub> layers on silicon substrates. Appl Phys A (2010) 99: 151–158, 2009. Springer-Verlag 2009.
69. Bonse, J., et al., Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2002. 74(1): p. 19-25.
70. Vazsonyi, E., et al., Improved anisotropic etching process for industrial texturing of silicon solar cells. Solar Energy Materials and Solar Cells, 1999. 57(2): p. 179-88.
71. Hauser, A., et al., Influence of an ammonia activation prior to the PECVD SiN deposition on the solar cell performance. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2003. 75: p. 357-62.
72. Zhao, J., A. Wang, and M.A. Green. 19.8 % efficient multicrystalline silicon solar cells with "honeycomb" textured front surface. in Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. 1998. Vienna, Austria: European Commission, Ispra, Italy, 1998.
73. Zimmer, M., Nasschemische Prozesse bei der Herstellung von kristallinen Siliziumsolarzellen und deren Analyse, in Fakultät für Angewandte Wissenschaften. 2011, Albert-Ludwigs Universität: Freiburg im Breisgau. p. 213.
74. Hermann, S., et al. 21,4%-efficient emitter wrap-through rise solar cell on large area and picosecond laser processing of local contact openings. in Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2007. Milan, Italy.
75. Hermann, S., et al. Process Characterization of Picosecond Laser Ablation of SiO<sub>2</sub> and SiN<sub>x</sub> Layers on Planar and Textured Surfaces. in Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference. 2008. Valencia, Spain.

76. Yen, R., et al., Space-time resolved reflectivity measurements of picosecond laser-pulse induced phase transitions in (111) silicon surface layers. *Applied Physics A*, 1982. 27: p. 153-60.
77. Spitz, M., U. Belledin, and S. Rein. Fast inductive inline measurement of the emitter sheet resistance in industrial solar cell fabrication. in *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2007. Milan, Italy.
78. Voyer, C., *Innovative Technologien zur Emittiererzeugung für kristalline Solarzellen in Fakultät für Angewandte Wissenschaften*. 2008, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau: Freiburg im Breisgau. p. 128.
79. Pfleging, W., et al., Laser micromachining for applications in thin film technology. *Applied Surface Science*, 2000. 154-155: p. 633-9.
80. Knorz, A., et al., Selective laser ablation of SiN<sub>x</sub> layers on textured surfaces for low temperature front side metallizations. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2009. 17(2): p. 127-136.
81. Moharam, M.G., E.B. Grann, and D.A. Pommet, Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *Journal of the Optical Society of America A*, 1995. 12(5): p. 1068-76.
82. Moharam, M.G., et al., Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. *Journal of the Optical Society of America A*, 1995. 12(5): p. 1077-86.
83. Wolf, A., et al., Comprehensive analytical model for locally contacted rear surface passivated solar cells. *Journal of Applied Physics*, 2010. 108(124510): p. 1-13.
84. Vortisch, H., Beobachtung von Phasenübergängen in einzeln levitierten Schwefelsäuretröpfchen mittels Raman-Spektroskopie und elastischer Lichtstreuung, in *Fachbereich Physik*. 2002, Freie Universität: Berlin. p. 262.
85. Mie, G., Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 25:377-455, 1908.
86. Lompado, A., Mie-Polar, in *Dept. of Physics*. 1998, The University of Alabama in Huntsville: Huntsville, AL, 35899. p. Original code: 07/15/98, Last Modification: 06/25/02, Mathematica Version 4.2.
87. Shamir, J., *Opticals systems and processes*. 1999, Washington: SPIE.
88. Macleod, H.A., *Thin film optical filters*. 3rd ed. 2001: Taylor & Francis. 668.
89. Couty, P., et al., Laser-induced break-up of water jet waveguide. *Experiments in Fluids*, 2004. 36(6): p. 919-27.
90. Weber, E.R., Transition metals in silicon. *Applied Physics A (Solids and Surfaces)*, 1983. A30(1): p. 1-22.

- 
91. Schneiderlöchner, E., et al., Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2002. 10: p. 29-34.
  92. Greulich, J., Glatthaar, M., Rein S., Fill factor analysis of solar cells' current-voltage curves. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2010. *Prog. Photovolt: Res. Appl.* 2010; 18:511–515.
  93. McIntosh, K.R., Lumps, humps and bumps: Three detrimental effects in the current-voltage curve of silicon solar cells, in *Centre for Photovoltaic Engineering*. 2001, University of New South Wales: Sydney, Australia. p. 180.
  94. Cotter, J.E., et al. Combined emitter and groove diffusion in buried contact solar cells. in *Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2000. Glasgow, UK: James & James, London, UK.
  95. Breitenstein, O., et al. The origin of ideality factors  $n > 2$  of shunts and surfaces in the dark I-V curves of Si solar cells. in *Proceedings of the 21<sup>st</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference*. 2006. Dresden, Germany.
  96. KOMET, Radially Polarized Laser Beam enables maximum precision and efficiency in laser material processing. 2009.
  97. Luft A., U.F., A. Emsermann, and J. Kaspar, A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling. *Applied Physics A (Materials Science Processing)*, vol. 63, pp. 93-101, 1996.
  98. Mingirulli, N., et al., Method for determination of recombination activity of cylindrical conduction channels for back contacted solar cells. *Applied Physics Letters*, 2007. 91: p. 183512/1-3.
  99. van Oudorp, C., A.T. Vink, and C. Werkhoven. Minority carrier recombination at surfaces, dislocations and microdefects: evaluation of parameters from near band edge luminescence. in *Proceedings of the 6th International Symposium on Gallium-Arsenide and related compounds*. 1977.



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei:

Meinem Gruppenleiter und Betreuer Ralf Preu für die vielen guten Ratschläge, Impulse und Motivation.

Herrn Willeke für die Übernahme meiner Dr. Arbeit.

Meinen Diplomanden, Bacheloranden und Praktikanten Simon Gutscher, Robert Rössler, Malte Arnold und Fabian Bergermann für die gute und produktive Zusammenarbeit.

Den Teamkollegen Jan Nekarda, Ulrich Jäger, Friedrich Lottspeich und Andreas Brand für die vielen konstruktiven Diskussionen, die gute Stimmung und die nette Arbeitsatmosphäre.

Christian Harmel, Martin Schwarzkopf und Benedikt Holzinger für die tatkräftige Unterstützung im Umgang mit Lasern, Anlagen und bei der Prozessierung.

Marius Peters, Andreas Fell und Johannes Greulich für die gute Zusammenarbeit und die fruchtbaren Diskussionen.

Elisabeth Schäffer, Harald Lautenschlager, Antonio Leimenstoll, Jonas Bartsch und Andrew Mondon für die abteilungsübergreifende Unterstützung bei der Prozessierung und Charakterisierung meiner Solarzellen.

Allen Mitarbeitern der PTQ, die durch ihre freundliche, hilfsbereite und kompetente Art und Weise zu einer einzigartigen Arbeitsatmosphäre beitragen. Insbesondere gilt dies für die zahlreichen HiWis unserer Abteilung!

Marion Drießen, da ich das Glück hatte in ihr nicht nur eine kompetente Kollegin sondern auch eine gute Freundin während meiner Promotion an meiner Seite haben zu dürfen.



Meinen Eltern und meinen lieben Schwestern Christina und Katharina für ihre Unterstützung und die Bereitschaft viele Dinge über Laser und Solarzellen zu hören, nach denen sie nicht gefragt hatten.

Abschließend gilt mein größter Dank meinem besten Freund und Ehemann Jürgen für seine große Unterstützung, Verständnis, Korrekturlesen und Babybetreuung in der Phase des Zusammenschreibens.





Diese Dissertation beschäftigt sich mit dem Einsatz strukturierender Laserverfahren für kristalline Silizium-Solarzellen. Lasersysteme können vielseitig in der Solarzellenfertigung z. B. für die Kontaktierung, Dotierung, Isolation und zur Strukturierung eingesetzt werden. Besonders vorteilhaft ist neben dem hohen Grad an Flexibilität und der schnellen Prozessierung, die kontaktlose Bearbeitung, die vor allem beim aktuellen Trend zu dünneren Silizium-Substraten für eine reduzierte Bruchgefahr immer wichtiger wird.

Strukturierende Laserverfahren finden vorrangig bei der Umsetzung neuartiger Solarzellenkonzepte mit höherem Wirkungsgradpotential im Vergleich zur Siebdrucksolarzelle wie den MWT-, EWT-, IBC- und den PERC-Solarzellen Einsatz. Gerade für die Erzeugung der Via-Löcher für die MWT- und EWT-Solarzellen ist die Laserstrukturierung alternativlos. Der Einfluss der Laserparameter insbesondere der Pulslänge und der Fluenz auf die Prozessgeschwindigkeit und die erzeugte Schädigung im Silizium wird innerhalb dieser Dissertation ausführlich erörtert. Dabei kommen verschiedene Laserquellen zum Einsatz deren Pulslängen sowohl im Bereich zwischen 250 ns und 1,6  $\mu$ s liegen als auch mit 10 ps im ultra-kurzen Pulslängenregime anzuordnen sind.

Einen zweiten zentralen Inhaltspunkt stellt die Untersuchung der Strukturierung dielektrischer Schichtsysteme dar. Neben dem Einfluss der Laserparameter wie Pulslänge, Pulsenergie, Wellenlänge und räumlicher Intensitätsverteilung wird auch der Einfluss der Oberflächenmorphologie analysiert. Die Untersuchungen zur Strukturierung dielektrischer Schichten werden auf die Umsetzung einer neuartigen Vorderseitenmetallisierung hin durchgeführt. Diese basiert auf der lokalen Öffnung der Antireflex-Schicht auf der Solarzellenvorderseite und einer zweistufigen galvanischen Kontaktbildung. Diese neuartige Vorderseitenkontaktierung wurde erfolgreich auf hocheffizienten Solarzellen umgesetzt und führte zu Wirkungsgraden von bis zu 20,7 %.

Für alle untersuchten Prozesse wurde neben einer experimentellen Prozessoptimierung eine Modellbildung und möglichst vollständige Prozessfassung angestrebt.

**SHAKER  
VERLAG**

ISBN 978-3-8440-0853-1