

Das Sublimationsschneiden mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung ist aufgrund der sehr kurzen Wechselwirkungszeiten zwischen Strahl und Material und folglich einem bauteilschonenden Materialabtrag eine vielversprechende Vereinzelungstechnologie für Halbleiterbauelemente. Gegenüber mechanischen Trennverfahren kann die Substratbelastung beim Sublimationsschneiden mit UKP Laserstrahlung wesentlich verringert und die Wafereffizienz gesteigert werden. Da die Materialstärke von Chips aufgrund der mechanischen Belastung nicht beliebig dünn werden kann, führt eine möglichst geringe Schnittstraßenbreite und somit auch Schnittbreite zu großen Aspektverhältnissen.

In der vorliegenden Arbeit wird, durch gezielte Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge, die Absorption der einfallenden Laserstrahlung so lokalisiert, dass ein möglichst hohes Aspektverhältnis resultiert. Die lokale Erhöhung der Substrattemperatur erfolgte dabei durch eine weitere Laserstrahlquelle. Die CW-Laserstrahlung dieser Quelle wird in die in die Abtragsgeometrie fokussiert und erwärmt die Schnittfuge. Weiterhin wird untersucht, durch welche Prozessparameter das Aspektverhältnis maßgeblich beeinflusst wird und welches Korrelationsverhältnis dabei vorliegt. Dabei werden die folgenden Prozessparameter betrachtet: Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisationsrichtung und Pulsabstand.

Das Aspektverhältnis kann durch eine Optimierung der Spitzenintensität um über 50 % gesteigert werden. Der Einfluss der untersuchten Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm auf das Aspektverhältnis kann in zwei unterschiedliche Intensitätsbereiche aufgeteilt werden. Im geringen Intensitätsbereich nahe der Abtragsschwelle sind mit einer Wellenlänge von 355 nm die größten Aspektverhältnisse zu erzielen. Bei Intensitäten die signifikant über der Abtragsschwelle liegen, ist die Verwendung von Laserstrahlung mit 1064 nm vorteilhaft. Mit p polarisierter Laserstrahlung können größere Aspektverhältnisse erzielt werden, als mit s-polarisierter Strahlung. Mit einer Erhöhung der Substrattemperatur geht eine Steigerung des Aspektverhältnisses einher. Eine Reduzierung des räumlichen Pulsabstandes auf wenige Mikrometer führt zu thermischen Akkumulationseffekten und damit verbunden zu einer Erhöhung der Substrattemperatur. Die Untersuchung zum Einfluss der Pulsdauer und der Strahlform auf das Aspektverhältnis liefern keine eindeutige Aussage.

ISBN 978-3-86359-453-4



Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Christian Fornaroli



Christian Fornaroli

Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung



Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Sublimation Cutting of Silicon with Ultrashort Pulsed Laser Radiation

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Christian Fornaroli

Berichter:

Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. Dr. h. c. Dr. h. c. Fritz Klocke

Tag der mündlichen Prüfung: 05. Juli 2016

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

ERGEBNISSE AUS DER LASERTECHNIK

Christian Fornaroli

Sublimationsschneiden von Silizium
mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

Christian Fornaroli:

Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

1. Auflage, 2016

Gedruckt auf holz- und säurefreiem Papier, 100% chlorfrei gebleicht.

Apprimus Verlag, Aachen, 2016

Wissenschaftsverlag des Instituts für Industriekommunikation und Fachmedien
an der RWTH Aachen

Steinbachstr. 25, 52074 Aachen

Internet: www.apprimus-verlag.de, E-Mail: info@apprimus-verlag.de

Printed in Germany

ISBN 978-3-86359-453-4

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Lasertechnik in Aachen. Ohne die erstklassige Unterstützung durch eine Vielzahl an Personen wäre die Erstellung der Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen. Daher möchte ich nachfolgend diesen Personen danken.

Zunächst geht ein besonderer Dank an Prof. Reinhart Poprawe für die Betreuung dieser Arbeit und die Förderung meiner wissenschaftlichen Laufbahn, insbesondere die Ermöglichung eines Forschungsaufenthaltes am College for Optics and Photonics an der University of Central Florida. Dort konnte ich durch experimentelle Untersuchungen den Grundstein dieser Arbeit legen.

Darüber hinaus danke ich Prof. Fritz Klocke für die Zweitkorrektur und Prof. Thomas Gries für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ein großer Dank geht an Dr. Arnold Gillner für die inhaltliche Betreuung meiner Dissertation, regelmäßige Diskussionen der Zwischenergebnisse und wertvolle wissenschaftliche Anregungen.

Meinen Kollegen und studentischen Mitarbeitern danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und die stets angenehme Arbeitsatmosphäre. Insbesondere danke ich Andreas Dohrn sowie Christian Hördemann für das Korrekturlesen und die anschließende Diskussion. Frank Zibner und Patrick Gretzki danke ich für die erfolgreiche Zusammenarbeit in mehreren Forschungsprojekten und einige unterhaltsame Stunden auf diversen Dienstreisen. Mein Dank richtet sich ebenso an meine studentischen Mitarbeiter, wobei die Herren Matthias Meyer, Michael Schulz, Éros Jahn Filho und Thomas Tetz durch ihre Hiwi-Tätigkeit bzw. Abschlussarbeiten besonders zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Dr. Ralph Wagner von der Firma Osram OS und den anderen Projektpartnern des Forschungsvorhabens SEMILAS danke ich für die engagierte Zusammenarbeit, die Zulieferung von Probenmaterial und die Unterstützung bei experimentellen Untersuchungen.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern und meinem Bruder, die mich in meinem Handeln immer unterstützt haben und somit den Grundstein für meine berufliche Laufbahn gelegt haben.

Abschließend danke ich ganz besonders meiner Frau Julia, die während des Verfassens dieser Arbeit immer die Geduld bewahrt hat, viel Verständnis für Überstunden aufbringen musste und mich dabei trotzdem noch motivieren konnte.

Aachen, Juli 2016

Christian Fornaroli

Zusammenfassung

Das Sublimationsschneiden mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung ist aufgrund der sehr kurzen Wechselwirkungszeiten zwischen Laserstrahl und Material und folglich einem bauteilschonenden Materialabtrag eine vielversprechende Vereinzelungstechnologie für Halbleiterbauelemente. Gegenüber mechanischen Trennverfahren kann die Substratbelastung beim Sublimationsschneiden mit UKP-Laserstrahlung wesentlich verringert und die Wafereffizienz dadurch gesteigert werden. Da die Materialstärke von Chips aufgrund der mechanischen Belastung nicht beliebig dünn werden kann, führt eine möglichst geringe Schnittstraßenbreite und somit auch Schnittbreite zu großen Aspektverhältnissen.

In der vorliegenden Arbeit wird, durch gezielte Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge, die Absorption der einfallenden Laserstrahlung so lokalisiert, dass ein möglichst hohes Aspektverhältnis resultiert. Die lokale Erhöhung der Substrattemperatur erfolgt dabei durch eine weitere Laserstrahlquelle, deren CW-Laserstrahlung in die Abtragsgeometrie fokussiert wird. In Abhängigkeit der Verfahrensparameter zur Einkopplung der Laserstrahlung ergeben sich unterschiedliche Temperaturverteilungen innerhalb der Schnittfuge. Weiterhin wird untersucht, durch welche Prozessparameter das Aspektverhältnis maßgeblich beeinflusst wird und welches Korrelationsverhältnis dabei vorliegt. Dabei werden die folgenden Prozessparameter betrachtet: Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisationsrichtung und Pulsabstand.

Das Aspektverhältnis kann durch eine Optimierung der Spitzenintensität um über 50 % gesteigert werden. Der Einfluss der untersuchten Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm auf das Aspektverhältnis kann in zwei unterschiedliche Intensitätsbereiche aufgeteilt werden. Im geringen Intensitätsbereich nahe der Abtragsschwelle sind mit einer Wellenlänge von 355 nm die größten Aspektverhältnisse zu erzielen. Bei Intensitäten die signifikant über der Abtragsschwelle liegen, ist die Verwendung von Laserstrahlung mit 1064 nm vorteilhaft. Mit p-polarisierter Laserstrahlung können größere Aspektverhältnisse erzielt werden, als mit s-polarisierter Strahlung. Mit einer Erhöhung der Substrattemperatur geht eine Steigerung des Aspektverhältnisses einher. Eine Reduzierung des räumlichen Pulsabstandes auf wenige Mikrometer führt zu thermischen Akkumulationseffekten und damit verbunden zu einer Erhöhung der Substrattemperatur. Die Untersuchung zum Einfluss der Pulsdauer und der Strahlform auf das Aspektverhältnis liefern keine eindeutige Aussage.

Abstract

Sublimation cutting with ultra-short pulsed Laser radiation is due to the very short interaction time between laser beam and material a promising singulation technology for semiconductor parts. The short interaction time leads to a direct vaporization of the illuminated area on the part instead of melting and therefore increased precision and less heat affection. In contrast to mechanical singulation technologies no mechanical load on the sensitive material has to be considered. By decreasing the cutting kerf width and cutting street width it is possible to maximize the wafer efficiency, the number of elements per wafer. Because the material thickness of the chips is limited to a certain minimal value, a reduction of the cutting kerf width leads to increased aspect ratios – the ratio between kerf depths to kerf width.

The goal of this thesis is to localize the absorption of the incoming Laser radiation in the cutting kerf in order to increase the resulting aspect ratio in the sublimation cutting process. The local increase in temperature is realized by an additional CW Laser source. This Laser radiation is focused into the cutting kerf and leads to a temperature profile, which is depending on the process parameters like average power or feed rate. Furthermore this thesis focus on the correlation between the aspect ratio and the following process parameters: Laser peak intensity, wavelength, pulse duration, beam profile, polarization and pulse distance.

By optimizing the peak intensity the resulting aspect ratio can be increased by up to 50 %. The influence of the investigated wavelength of 355 nm, 532 nm and 1064 nm on the aspect ratio can be distinguished in two different ranges of intensity. In the range of low intensity, very close to the ablation threshold, a wavelength of 355 nm is best suitable in order to obtain maximum aspect ratios. At intensities much higher than the ablation threshold the use of Laser radiation with a wavelength of 1064 nm is advantageous. P-polarized Laser radiation leads to higher aspect ratios than s-polarized Laser radiation, because of the higher amount of absorbed intensity. An increased temperature of the silicon substrate leads to a lower ablation threshold and to increased aspect ratios. A reduction of the spatial pulse distance to a few microns results in thermal accumulation effects and finally to an increased substrate temperature. Investigations of the influence of the pulse duration and the beam shape on the aspect ratio do not deliver a clear result.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	iii
Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	xvii
1 Einleitung und Motivation	1
2 Zielsetzung und Vorgehensweise	5
3 Stand der Technik	9
3.1 Materialkunde	9
3.1.1 Eigenschaften von Silizium	9
3.1.2 Herstellung von monokristallinem Silizium	10
3.1.3 Verfahren zur Vereinzelung von monokristallinem Silizium	12
3.1.4 Weiterverarbeitung der Siliziumchips	16
3.1.5 Wissenschaftlichen Veröffentlichungen im Bereich der Materialbearbeitung von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Relevanz für diese Arbeit	16
3.2 Eigenschaften von ultrakurz gepulster Laserstrahlung	18
3.3 Optische Grundlagen	20
3.3.1 Strahleigenschaften	20
3.3.2 Polarisierung	23
3.3.3 Strahlformung	26
3.3.4 Pulsabstand und Pulsüberlapp	26
3.4 Wechselwirkung von Laserstrahlung und Materie	27
3.4.1 Absorptionsverhalten	27
3.4.2 Thermische Durchdringung	28
3.4.3 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Silizium	30
3.4.4 Einordnung des Sublimationsschneidens in die Fertigungsverfahren	35
4 Experimentelle Grundlagen	37
4.1 Methode zur Ermittlung der Abtragsschwelle	37
4.2 Verwendete Laserstrahlquellen	38
4.3 Verwendete Systemaufbauten	39
4.4 Erklärung des Analogieversuches und der Probenaufbereitung	40
4.5 Statistische Analyse der Einflussfaktoren	43

5	Experimentelle Untersuchungen	49
5.1	Ausgangssituation und Charakteristik des Abtragsverhaltens	49
5.1.1	Ansatz zur Entstehung der Abtragsgeometrie	49
5.1.2	Validierung des Abtragmodells anhand experimenteller Ergebnisse	52
5.1.3	Erklärung von Abtragsphänomenen	57
5.1.4	Fazit	59
5.2	Einflussfaktoren auf das Aspektverhältnis	59
5.2.1	Spitzenintensität	61
5.2.2	Wellenlänge	62
5.2.3	Pulsdauer	69
5.2.4	Strahlprofil	73
5.2.5	Polarisationsrichtung	79
5.2.6	Pulsabstand	82
5.2.7	Fazit	88
5.3	Hybridversuche mit lokaler Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge mittels koaxial eingestrahelter Dauerstrichlaserstrahlung	89
5.3.1	Versuchsaufbau	89
5.3.2	Berechnung der Temperaturverteilung	90
5.3.3	Thermografische Analyse der Temperaturverteilung	95
5.3.4	Untersuchungen zur Abtragsschwelle	98
5.3.5	Untersuchungen zum Aspektverhältnis	100
5.3.6	Qualitative Bewertung des Abtragsgeometrien	108
5.3.7	Fazit	111
6	Schlussfolgerungen	115
7	Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung in der industriellen Anwendung	121
8	Zusammenfassung und Ausblick	125
8.1	Zusammenfassung	125
8.2	Ausblick	128
9	Literatur- und Quellenverzeichnis	129
10	Anhang	137
10.1	Grundlagen der FEM-Berechnung in COMSOL Multiphysics	137
10.2	Erzeugung gepulster Laserstrahlung	138
10.3	Einordnung des Sublimationsschneiden in die Fertigungsverfahren	140
10.4	Materialkunde Halbleiter	143

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

2,5D	zweieinhalbdimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
A	Absorptionsgrad
AOM	akkustooptischer Modulator
APO-Faktor	Apodisations-Faktor
arccos	Arkuskosinus
bar	Einheit des Drucks
BPP	beam parameter product
c	Lichtgeschwindigkeit
C_e	Wärmekapazitäten des Elektronensystems
cm^2	Quadratzentimeter
cos	Kosinusfunktion
C_p	Wärmekapazitäten des Phononensystems
$C_{p,M}$	Wärmekapazitäten des Materials
CPA	chirped pulse amplification
CW	continuous wave (Dauerstrich)
D_A	Apertur einer Optik
d_A	Abtragsdurchmesser
d_f	Fokusbilddurchmesser
D_R	Rohstrahldurchmesser
dr	Differential in radialer Richtung
dz	Differential in z-Richtung
dn	Differential der Variable zur Substitution für die Integration
e	Eulerzahl
$E(z)$	deponierte Energie in der Tiefe z
E_o	oberflächlich absorbierte Energie
EOM	elektrooptischer Modulator
E_p	Pulsenergie
E_{Photon}	Photonenenergie
erfc	komplementäre Fehlerfunktion

eV	Elektronenvolt
exp	Exponentialfunktion
f	Brennweite
FEM	Finite-Elemente-Methode
f_{rep}	Pulsrepetitionsrate
fs	Femtosekunden [10^{-15} Sekunden]
GW	Gigawatt [10^9 Watt]
h	Plank-Konstante
$I(r)$	Intensität an der Stelle r
I_0	Spitzenintensität
I_{eff}	effektive Intensität
IR	Infrarot
I_s	Schwellintensität für Abtrag
J	Joule
k	Absorptionsindex
k_e	thermische Leitfähigkeit des Elektronensystems
kg	Kilogramm
LB	Leitungsband
LED	light-emitting diode
LIPSS	laser induced peridioc surface structure
LM	Lichtmikroskop
LSM	Laserscanningmikroskop
l_{th}	Thermische Eindringtiefe
l_{α}	optische Eindringtiefe
M^2	Beugungsmaßzahl
mm/s	Geschwindigkeit in Millimetern pro Sekunde
MW	Megawatt [10^6 Watt]
n	Brechungsindex
ND:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
n-dotiert	negativ dotiert
nm	Nanometer [10^{-9} Meter]
ns	Nanosekunden [10^{-9} Sekunden]
OLED	organische LED
OPV	organische Photovoltaik

PA	Pulsabstand
p-dotiert	positiv dotiert
P_p	Spitzenleistung
p-Polarisation	parallel zur Einfallsebene polarisiertes Laserstrahlung
ps	Pikosekunden [10^{-12} Sekunden]
$P_{\text{Überlapp}}$	Pulsüberlapp
Q	Energetische Wärmequelle
Q-Switch	Güteschaltung
R	Reflexionsgrad
r	Radialkoordinate
REM	Rasterelektronenmikroskop
S	eingebrachte optische Energie
SD	„Stealth Dicing“
Si	Silizium
sin	Sinusfunktion
s-Polarisation	senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Laserstrahlung
T	Temperatur
t	Zeit nach dem Auftreffen eines Laserpulses
T'	Transmissionsgrad
tan	Tangensfunktion
T_e	Temperatur des Elektronensystems
T_{Max}	maximale Oberflächentemperatur
T_p	Temperatur des Phononensystems
U/min	Umdrehungen pro Minute
UKP	ultrakurz gepulst
UV	ultraviolett
VB	Valenzband
VIS	sichtbar
v_s	Strahlblenkgeschwindigkeit
W	Watt
w(z)	Strahlradius an der Stelle z
w_0	Radius der Strahltaille
z(r)	Abtragstiefe an der Stelle r
z_{abl}	Ablationstiefe

Z_R	Rayleigh-Länge
α_A	Absorptionskoeffizient
α_{kamera}	Betrachtungswinkel der Wärmebildkamera
α_{kritisch}	kritischer Projektionswinkel
$\alpha_{\text{mechanisch}}$	mechanischer Drehwinkel einer Verzögerungsplatte
α_{optisch}	optischer Drehwinkel einer Verzögerungsplatte
$\alpha_{\text{proj.}}$	Projektionswinkel
∂	partiell Differential
ΔT	Temperaturdifferenz
μm	Mikrometer [10^{-6} Meter]
Θ_F	Fernfelddivergenzwinkel
τ	Pulsdauer
η	Substitutionsvariable
λ	Wellenlänge

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Darstellung der Chipverteilung auf einem Wafer inklusive Schnittbreite und Schnittstraßenbreite (links). Auswirkung einer 30 % kleineren Schnittstraßenbreite auf die Chipausbeute (rechts).....	2
Abbildung 2: Einordnung der derzeit verfügbaren Vereinzelungstechnologien im Hinblick auf ihre Wafereffizienz und Anzahl bzw. Art an prozessierbaren Materialien. Als Referenz dient das mechanische Sägen mittels einer Diamanttrennscheibe. Zielsetzung der Arbeit: Steigerung der Wafereffizienz bei gleichzeitig größtmöglicher Flexibilität in Bezug auf prozessierbare Werkstoffe durch Verwendung ultrakurz gepulster Laserstrahlung in einem Sublimationsschneidprozess.....	5
Abbildung 3: Schematische Darstellung des Laserabtrags in einer vorhandenen Schnittfuge und die dazugehörigen Einflussparameter.....	7
Abbildung 4: Darstellung der Verarbeitung von Silizium zu Halbleiterbauteilen.....	11
Abbildung 5: Schematische Darstellung eines gaußförmigen Intensitätsprofils mit typischer Durchmesser-Definition $1/e^2$	21
Abbildung 6: Darstellung unterschiedlicher Abtragsdurchmesser in Abhängigkeit der Spitzenintensität	22
Abbildung 7: Definition der Ausrichtung der linearen Polarisation in Bezug auf die Schnittrichtung bzw. Schnittfuge (links) Reflektionsverhalten von Silizium in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung und des Projektionswinkels bei einer Wellenlänge von 635 nm (rechts) [58].	24
Abbildung 8: Darstellung der effektiven Intensität in Abhängigkeit des Projektionswinkels und einer exemplarischen Abtragsschwelle (links). Exemplarisch resultierende Abtragsgeometrie mit einer Tiefe von 35 μm , Breite von 22 μm , einem mittleren Winkel von 72° und einem Aspektverhältnis von 1,6 (rechts)	25
Abbildung 9: Bandstruktur von Silizium mit Valenz- und Leitungsband. Eingezeichnet sind der direkte Bandübergang mit einer Energiedifferenz von 3,4 eV und der indirekte Bandübergang mit einer Energiedifferenz von 1,12 eV [27, 75]	31
Abbildung 10: Verlauf des Absorptionskoeffizienten (links) und der Reflektivität (rechts) für Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge bei Raumtemperatur [75].....	32

Abbildung 11: Verlauf des Brechungsindex n (links) und des Absorptionsindex k (rechts) für Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge bei unterschiedlichen Temperaturen [76, 77]. Mit freundlicher Unterstützung von U. Eppelt und P. Jost	34
Abbildung 12: Exemplarische Darstellung der Vorgehensweise zur Bestimmung der Abtragsschwelle nach Liu [82]	38
Abbildung 13 Vergleich der Relativbewegung zwischen Werkstück und Laserstrahl mittels Galvanometerscanner (links) und einer Festoptik in Kombination mit bewegten Achsen (rechts)	39
Abbildung 14: Probenaufbereitung und Analysemöglichkeiten bei Wafern mit einer Materialstärke von 120 μm (links) und Wafern mit einer Materialstärke von 500 μm (rechts).....	41
Abbildung 15: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für eine Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusdurchmesser 11 μm , p-Polarisation	44
Abbildung 16: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für Spitzenintensitäten von $1 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ und $5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusdurchmesser 11 μm , p-Polarisation.....	46
Abbildung 17: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für eine Pulsdauer von 0,2 ps, 1 ps und 10 ps. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Pulsabstand 7,5 μm , Fokusdurchmesser 15 μm , p-Polarisation.....	46
Abbildung 18: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für einen Pulsabstand (PA) von 1 μm , 2 μm und 10 μm . Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 500 kHz, Fokusdurchmesser 20 μm , p-Polarisation	47
Abbildung 19: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für p- und s-polarisierte Laserstrahlung. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps,	

Spitzenintensität $1,5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 200 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusbereich 11 μm	47
Abbildung 20: Schematische Darstellung eines Laserstrahls, der unter dem Projektionswinkel α_{proj} auf die Abtragsflanken der Schnittfuge projiziert wird	50
Abbildung 21: Entwicklung der Abtragstiefe in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 für die Pulsenergien 2 μJ , 4 μJ , 6 μJ . Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation	53
Abbildung 22: Grafischer Vergleich der experimentell erzielten Abtragsgeometrien mit den berechneten Abtragskonturen (rote Punkte) bei identischen Versuchsbedingungen zu Abbildung 21. Die gestrichelte schwarze Linie markiert die erzielten Abtragstiefe und die rot gestrichelte Linie die berechnete Tiefe	54
Abbildung 23: Vergleich der berechneten Abtragstiefe mit den experimentell ermittelten Abtragstiefen bei einem Pulsabstand von 5 μm bzw. 1,3 μm nach 1000 bzw. 250 Überfahrten. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation	56
Abbildung 24: Licht- und rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Schnittfugen im Längsschnitt bei einer steigenden Anzahl an Überfahrten von 250, 500, 750 und 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation	57
Abbildung 25: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Schnittfugen im Längsschnitt bei unterschiedlichen Pulsabständen von 1,3 μm , 2,5 μm , 3,8 μm und 5 μm und 500 Überfahrten. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation	58
Abbildung 26: Darstellung der Abtragsbreite, Abtragstiefe und daraus resultierend dem Aspektverhältnis bei unterschiedlichen Pulsenergien bzw. Spitzenintensitäten. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation, 1000 Überfahrten	62
Abbildung 27: Abtragsschwellen von Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 100 kHz, Fokusbereich 11 μm , Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 100 μm	63

Abbildung 28: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11}$ W/cm ² , Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 2 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation	65
Abbildung 29: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation	67
Abbildung 30: Qualitativer Vergleich der Abtragsgeometrien im Querschnitt (keine metallografische Präparation) bei Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten	68
Abbildung 31: Schwellintensität und Schwellfluenz für Abtrag von Silizium bei unterschiedlichen Pulsdauern von 0,2 ps, 1 ps und 10 ps. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 100 kHz, Fokusbereich 15 µm, Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 100 µm ..	69
Abbildung 32: Zusammenhänge zwischen der Abtragsschwelle (Schwelle 2) und der Modifikationsschwelle (Schwelle 1) in Bezug auf die Spitzenfluenz bzw. Spitzenintensität in Abhängigkeit der Laserpulsdauer. Die Diagramme zeigen in Falschfarben die resultierende Elektronendichte für Glas, die als proportionale Maßeinheit für die Abtragsschwelle bzw. Modifikationsschwelle dient. Aus [98] mit freundlicher Genehmigung von U. Eppelt	71
Abbildung 33: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei verschiedenen Pulsdauern von 0,2 ps, 1 ps, 10 ps in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 µJ, Fokusbereich 15 µm, Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation	72
Abbildung 34: Darstellung der verwendeten Strahlprofile anhand von Aufnahmen des Strahlquerschnitts im Fokus mit einer CMOS-Strahlprofilkamera: Gauß-Strahlprofil (links), Donut-Strahlprofil (mitte) und TopHat-Strahlprofil (rechts)	74
Abbildung 35: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei Gauß-Strahlprofil, Donut-Strahlprofil und TopHat-Strahlprofil in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ²	

(Gauß-Strahl), Spitzenintensität $0,6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Donut-Strahl), Spitzenintensität $0,2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Pulsabstand 7,5 μm , p-Polarisation	
Abbildung 36: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei Gauß-Strahlprofil, Donut-Strahlprofil und TopHat-Strahlprofil in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Gauß-Strahl; Donut-Strahl), Spitzenintensität $0,9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ (Gauß-Strahl), Pulsenergie 23 μJ (Donut-Strahl), Pulsenergie 60 μJ (TopHat-Strahl), Pulsabstand 7,5 μm , p-Polarisation	77
Abbildung 37: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Abtragsgeometrien im Querschnitt (keine metallografische Präparation) in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100, 200, 400 und 600 für ein donutförmiges Strahlprofil. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $0,6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Pulsabstand 7,5 μm , p-Polarisation	78
Abbildung 38: Darstellung der Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 μJ , Fokusbereich 11 μm , Pulsabstand 5 μm	80
Abbildung 39: Abtragsgeometrien im Querschnitt (keine metallografische Präparation) für 600 und 1000 Überfahrten bei senkrecht polarisierter Laserstrahlung. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 μJ , Fokusbereich 11 μm , Pulsabstand 5 μm	81
Abbildung 40: Rückseitenansicht von komplett durchtrennter Siliziumprobe mit einer Materialstärke von 120 μm für s-Polarisation (oben) und p-Polarisation (unten). Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 μJ , Fokusbereich 11 μm , Pulsabstand 5 μm , 1000 Überfahrten	82
Abbildung 41: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei verschiedenen Pulsabständen von 1 μm , 5 μm und 10 μm und einer steigenden Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 500 kHz, Pulsenergie 20 μJ , Fokusbereich 20 μm , Pulsabstand 10 μm , p-Polarisation	83

Abbildung 42: Temperaturentwicklung von Silizium an der Stelle $r = 0$ über die Zeit bei Pulsenergien von 1 μJ , 5 μJ und 10 μJ (links). Temperaturentwicklung bei einer Pulsenergie von 10 μJ und verschiedenen Zeiten nach Auftreffen des Laserpulses 1 μs , 2 μs , 3 μs , 4 μs und 5 μs über die Entfernung vom Auftreffpunkt der Laserstrahlung (rechts).	86
Abbildung 43: Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizienten von Silizium und der Proben temperatur für eine Wellenlänge von 1064 nm [90 - 92].	87
Abbildung 44: Versuchsaufbau zur Durchführung der Hybridversuche mit Überlagerung von UKP- und CW-Laserstrahlung zur lokalen Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge	89
Abbildung 45: Strahldiagnoseaufnahmen der Fokusbereich von UKP- und CW-Laserstrahlquelle	90
Abbildung 46: Darstellung der Temperaturverteilung für Laserleistungen im Bereich von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W und Strahlablenkgeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 100 μm	91
Abbildung 47: Detaillierte Darstellung der Temperaturverteilung bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 100 μm , einer CW-Laserleistung von 20 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s	92
Abbildung 48: Darstellung der Temperaturverteilung für Laserleistungen im Bereich von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W und Strahlablenkgeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 40 μm	93
Abbildung 49: Detaillierte Darstellung der Temperaturverteilung bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 400 μm , einer CW-Laserleistung von 10 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s	94
Abbildung 50: Lichtmikroskopische Aufnahme einer markierten Laserspür bei 30 W Laserleistung, einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 2,5 m/s und einem Fokusbereich von 40 μm (links). Entsprechende simulierte Temperaturverteilung mit einer maximalen Oberflächentemperatur von 1414 $^{\circ}\text{C}$ (rechts).	94
Abbildung 51: Experimenteller Aufbau der thermografischen Messreihen	95
Abbildung 52: Thermografische Messergebnisse bei stationärer Bestrahlung mit 25 W Laserleistung (links) und dynamischer Bestrahlung bei 25 W Laserleistung und 2,5 m/s Strahlablenkgeschwindigkeit (rechts). Der Fokusbereich beträgt in beiden Versuchen 40 μm .	96

Abbildung 53: Abtragsschwellen von Silizium bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 126 °C, 240 °C, 375 °C, 430 °C, 620 °C und 750 °C infolge von Bestrahlung mit einer CW-Laserstrahlquelle bei Leistungen von 5 W bis 30 W bei einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 10 kHz, Fokusbereich 20 µm, Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 150 µm. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Fokusbereich 100 µm, Wellenlänge 1064 nm 98

Abbildung 54: Abtragsschwellen von Silizium bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einer CW-Laserstrahlquelle bei Leistungen von 5 W bis 30 W bei einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 10 kHz, Fokusbereich 20 µm, Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 150 µm. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Fokusbereich 40 µm, Wellenlänge 1070 nm .. 99

Abbildung 55: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 126 °C, 240 °C, 375 °C, 430 °C, 620 °C und 750 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Fokusbereich 100 µm, unpolarisiert. 101

Abbildung 56: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert. 103

Abbildung 57: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert. 106

Abbildung 58: Abtragsgeometrien (eingebettet und geschliffen) im Querschnitt nach 500, 800 und 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von 460 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei einer Leistung von 10 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbildungsdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbildungsdurchmesser 40 µm, p-polarisiert.	109
Abbildung 59: Abtragsgeometrie (eingebettet und geschliffen) im Querschnitt nach 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von 1150 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei einer Leistung von 20 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm ² , Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbildungsdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbildungsdurchmesser 40 µm, p-polarisiert.	110
Abbildung 60: Abtragsgeometrie (eingebettet und geschliffen) im Querschnitt nach 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei einer Leistung von 25 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbildungsdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbildungsdurchmesser 40 µm, p-polarisiert.	111
Abbildung 61: Relative Bewertung der Einflussfaktoren auf das Aspektverhältnis anhand eines paarweisen Vergleichs	115
Abbildung 62: Qualitative Darstellung der Korrelationen zwischen den untersuchten Prozess-Einflussfaktoren und dem Aspektverhältnis	117
Abbildung 63: Übersicht über die Inhalte des Forschungsprojekts SEMILAS, welches das Ziel einer industrietauglichen Maschinentechnik zum Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung hatte.	122
Abbildung 64: Prozessergebnisse beim Sublimationsschneiden von Silizium mit 30 W mittlerer Leistung bei 5 MHz Repetitionsrate und einer Pulsenergie von 6 µJ, Pulsdauer 10 ps, Strahlablenkgeschwindigkeit 20 m/s, p-Polarisation, Fokusbildungsdurchmesser 11 µm, 1500 Überfahrten.	

Resultierende effektive Schnittgeschwindigkeit 13 mm/s. Abtragsbreite 23 µm bei einer Materialstärke von 120 µm. Resultierendes Aspektverhältnis 5,2.....	123
Abbildung 65: Übersicht der Fertigungsverfahren gemäß DIN Norm 8580 mit genauerer Aufschlüsselung der Gruppen Trennen und Abtragen nach DIN Norm 8590.....	141
Abbildung 66: Übersicht über die Verfahren des thermischen Trennens mit genauerer Aufschlüsselung des Abtrags durch Laserstrahlung gemäß DIN Norm 8590.....	142

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Unterscheidung von UKP-Abtragsprozessen nach der im Werkstück erzeugten Geometrie. Links: Oberflächliche Beschriftung ohne signifikante Tiefe. Mitte: Abtrags- und Gravurprozesse bis zu einem Aspektverhältnis von 1 (Tiefe : Breite). Rechts: 3D Bearbeitung mit einem Aspektverhältnis von mehr als 1.	3
Tabelle 2: Physikalische Eigenschaften von Silizium und Stahl bei Raumtemperatur [6, 10].....	10
Tabelle 3: Übersicht der verfügbaren Vereinzelungsverfahren und ihre jeweiligen Limitierungen in der Anwendbarkeit	15
Tabelle 4: Übersicht von wissenschaftlichen Veröffentlichungen im Bereich der Materialbearbeitung von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Relevanz für diese Arbeit. Beschrieben sind die jeweiligen Forschungsschwerpunkte und die Hauptkenntnisse. ...	18
Tabelle 5: Überblick über die Prinzipien zur Erzeugung von gepulster Laserstrahlung in Abhängigkeit der Pulsdauern.....	19
Tabelle 6: Übersicht der eingesetzten Laserstrahlquellen. Strahlquellen 1 - 3: Ultrakurz gepulste Laserstrahlquellen. Strahlquellen 4 und 5: CW-Laserstrahlquellen zur Probenvorwärmung	39
Tabelle 7: Zusammenhang zwischen Pulsenergie, Pulsspitzenleistung und Spitzenintensität bei einer Pulsdauer von 10 ps und einem Fokusbereich von 11 µm.....	52
Tabelle 8: Vergleich der berechneten und experimentellen Abtragstiefen bei einer Pulsenergie von 2 µJ, 4 µJ und 6 µJ für Pulsabstände von 5 µm und 1,3 µm. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 µm, p-Polarisation	56
Tabelle 9: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm im Hinblick auf die jeweiligen Spitzenintensitäten im Vergleich zur Schwellintensität für Abtrag, sowie dem erreichten Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11}$ W/cm ² , Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 2 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten.....	66
Tabelle 10: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm im Hinblick auf die jeweiligen Spitzenintensitäten im Vergleich zur Schwellintensität, sowie dem erreichten Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps,	

Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusdurchmesser 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten.....	67
Tabelle 11: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Pulsdauern 0,2 ps, 1 ps und 10 ps im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 µJ, Fokusdurchmesser 15 µm, Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten	73
Tabelle 12: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Pulsdauern 0,2 ps, 1 ps und 10 ps im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² (Gauß-Strahl), Spitzenintensität $0,6 \cdot 10^{12}$ W/cm ² (Donut-Strahl), Spitzenintensität $0,2 \cdot 10^{12}$ W/cm ² (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 µJ, Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten	76
Tabelle 13: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei Gauß-Strahlprofil, Donut-Strahlprofil und TopHat-Strahlprofil im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² (Gauß-Strahl; Donutstrahl), Spitzenintensität $0,9 \cdot 10^{12}$ W/cm ² (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 µJ (Gaußstrahl), Pulsenergie 23 µJ (Donutstrahl), Pulsenergie 60 µJ (TopHatstrahl), Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten	77
Tabelle 14: Abtragsergebnisse bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 µJ, Fokusdurchmesser 11 µm, Pulsabstand 5 µm, 1000 Überfahrten	80
Tabelle 15: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Pulsabständen von 1 µm, 5 µm und 10 µm im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm ² , Repetitionsrate 500 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 10 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten	84
Tabelle 16: Vergleich der berechneten maximalen Temperaturen und der mittels Thermografie experimentell bestimmten Temperaturen für Strahlableitgeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s und Laserleistungen von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W bei einem Fokusdurchmesser von 40 µm	97
Tabelle 17: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 126 °C, 240 °C, 375 °C, 430 °C, 620 °C und 750 °C infolge von Bestrahlung mit	

einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbildungsdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Fokusbildungsdurchmesser 100 µm, unpolarisiert. 1000 Überfahrten..... 102

Tabelle 18: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Proben-temperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbildungsdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbildungsdurchmesser 40 µm, p-polarisiert. 1000 Überfahrten..... 104

Tabelle 19: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Proben-temperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbildungsdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbildungsdurchmesser 40 µm, p-polarisiert. 1000 Überfahrten..... 107

1 Einleitung und Motivation

Mit der steigenden Nachfrage nach hochleistungsfähigen portablen Elektronikprodukten geht ein rapide wachsender Bedarf an mikroelektronischen Komponenten, wie integrierten Schaltkreisen oder Dioden bzw. Leuchtdioden einher [1]. Aufgrund fortschreitender Miniaturisierungsprozesse müssen diese Bauelemente mit jeder Generation nicht nur leistungsfähiger, sondern auch erheblich kompakter, filigraner und dadurch auch komplexer werden. Die Herstellung und Prozessierung dieser Produkte stellt die Fertigungstechnik vor immer neue Herausforderungen [2, 3, 4]. Mikroelektronische Komponenten werden in der Regel aus halbleitenden Materialien wie z. B. Silizium hergestellt. Für Transistoren werden die elektronischen Eigenschaften durch lokale Dotierungsgradienten direkt ausgenutzt. Bei Leuchtdioden demgegenüber ist die Auswahl von Silizium im Wesentlichen durch die hervorragenden mechanischen Eigenschaften begründet. Aufgrund der kristallinen Gitterstruktur verfügen Halbleiter selbst bei minimalen Materialstärken von wenigen 100 µm noch über eine sehr hohe Steifigkeit.

Für die Herstellung von Halbleiterbauelementen ist Silizium das wichtigste und vorwiegend eingesetzte Element, da es auf der Erde weit verbreitet ist und somit kostengünstig beschafft werden kann [5]. Rohsilizium wird mittels zahlreicher Prozessschritte zu flachen Scheiben mit einem Durchmesser von 100 - 200 mm und einer Dicke von 0,1 - 0,5 mm verarbeitet. Auf diesen Scheiben wird anschließend in einem sogenannten Batch- oder Chargenprozess parallel eine Vielzahl von Bauteilen aufgebracht [6]. In einem finalen Bearbeitungsschritt werden die Bauteile voneinander getrennt, um später als Chip verbaut werden zu können [6]. Diese Vereinzelung stellt den letzten und in Bezug auf die Fertigungskette wichtigsten Bearbeitungsschritt dar. Zuvor aufwändig und kostspielig hergestellte Wafer können hier durch unzureichende Prozessführung beschädigt werden, was eine signifikante Verminderung der Produktivität zur Folge hat. Außerdem wird während des Vereinzelungsprozesses die Wafereffizienz, die Ausbeute an Chips pro Wafer, festgelegt. Abbildung 1 zeigt auf der linken Seite die Randbedingungen, die bei einem Vereinzelungsprozess vorliegen. Nicht nur die eigentliche Schnittbreite, sondern auch die Schnittstraßenbreite, die darüber hinaus einen Sicherheitsabstand zum aktiven Bauelement beinhaltet und

somit, je nach Trenntechnologie, Mikrorisse oder thermische Schädigung aufnimmt, beeinflusst die Ausbeute an Chips.

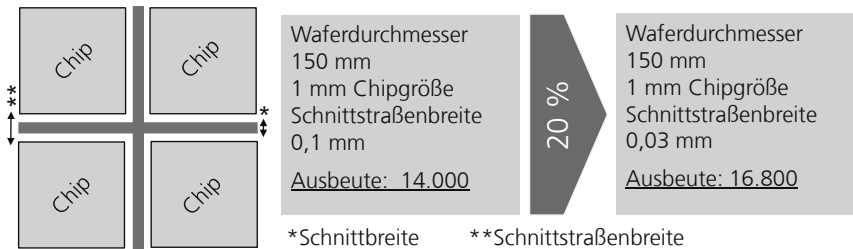


Abbildung 1: Darstellung der Chipverteilung auf einem Wafer inklusive Schnittbreite und Schnittstraßenbreite (links). Auswirkung einer 30 % kleineren Schnittstraßenbreite auf die Chipausbeute (rechts)

Im rechten Teil der Abbildung ist gezeigt, dass eine Verkleinerung der Schnittstraßenbreite von 0,1 mm um 70 % auf 0,03 mm bei einem Waferdurchmesser von 150 mm und einer Chipkantenlänge von 1 mm eine zwanzigprozentige Steigerung der Chipausbeute, bei ansonsten identischen Prozessbedingungen, zur Folge hat [7]. Da die Bauelemente aufgrund der Anforderungen an mechanische Tragfähigkeit nicht beliebig dünn hergestellt werden können, führt eine Verkleinerung der Schnittstraßenbreite zwangsläufig zu einer Vergrößerung des Aspektverhältnisses, dem Verhältnis aus der Schnitttiefe zur Schnittbreite. Für eine optimale Ausnutzung der Waferoberfläche und somit größtmögliche Prozesseffizienz, muss also das erreichbare Aspektverhältnis der Vereinzelungstechnologie maximiert werden.

Mittlerweile stehen vielfältige Fertigungsverfahren zum Trennen der Wafer zur Verfügung. Jedoch ist die klassische Methode, das mechanische Sägen mit einer Diamanttrennscheibe, immer noch als Stand der Technik sehr weit verbreitet [8, 9]. Als Alternative bieten sich zweistufige Verfahren, wie Ritzen und Brechen, wasserstrahlbasierte Techniken oder laserstrahlbasierte Ansätze an [10 - 14]. Die Vereinzelung durch Laserabtrag ist den anderen Technologien in vielen Belangen überlegen. So ist kein Werkzeugverschleiß zu berücksichtigen, das empfindliche Substrat wird während des Schnitts nicht mechanisch belastet und die Schnittbreite kann verringert werden. Je nach eingesetztem Laserverfahren kann es jedoch zu thermischer Schädigung des Materials kommen. Durch den Einsatz von ultrakurz gepulster Laserstrahlung kann im optimalen Fall eine solche thermische Beeinträchtigung

nahezu vollständig vermieden werden und somit die Wafereffizienz wesentlich gesteigert werden [15, 16, 17].

Ultrakurzpulslaser werden bereits seit einiger Zeit in der Industrie erfolgreich eingesetzt. Insbesondere für die Oberflächenstrukturierung haben sich bereits industrielle Anwendungen ergeben. Tabelle 1 zeigt einen Überblick über Anwendungen von UKP-Abtragsprozessen, unterschieden nach der im Werkstück erzeugten Abtragsgeometrie. Im Bereich der 2D Bearbeitung, z. B. für Beschriftungsanwendungen und bei der 2,5D Bearbeitung, bspw. von Werkzeugen, hat sich der Einsatz von UKP-Strahlquellen zum Materialabtrag mit höchster Präzision bereits etabliert [18, 19]. Auch der dreidimensionale Abtrag, wie das Bohren von Kontaktierungs Löchern oder das Vereinzeln von Chips, ist teilweise erforscht und in industrielle Anwendungen überführt [20 - 24].

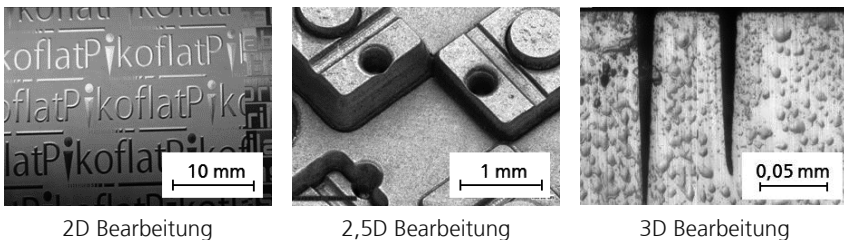


Tabelle 1: Unterscheidung von UKP-Abtragsprozessen nach der im Werkstück erzeugten Geometrie. Links: Oberflächliche Beschriftung ohne signifikante Tiefe. Mitte: Abtrags- und Gravurprozesse bis zu einem Aspektverhältnis von 1 (Tiefe : Breite). Rechts: 3D Bearbeitung mit einem Aspektverhältnis von mehr als 1.

Bei Anwendungen mit möglichst hohem Aspektverhältnis existieren jedoch Hürden bei der Prozessumsetzung. Die erreichbare Abtragstiefe ist limitiert und die Abtragsrate geht mit zunehmender Tiefe zurück. Durch die Projektion der einfallenden Laserstrahlung auf die Abtragsschultern, unterschreitet die effektive Intensität ab einem kritischen Winkel die Abtragsschwelle und es kommt zum sogenannten Abtragsstopp. Ein weiterer Abtrag ist dann nur noch durch eine Verbreiterung der Laserspür möglich, was aber auf Kosten der minimalen lateralen Strukturgröße geht und das Aspektverhältnis demzufolge beeinträchtigt. Aus diesem Grund besteht die Notwendigkeit, das Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung systematisch zu untersuchen und wesentliche Prozesseinflussgrößen zu ermitteln, um schließlich das Aspektverhältnis und somit die Wafereffizienz zu erhöhen.

2 Zielsetzung und Vorgehensweise

Die Produktivität der mehrstufigen Prozesskette zur Herstellung von Halbleiterbauelementen wird im Wesentlichen durch die Effizienz der Vereinzelungstechnologie und der damit verbundenen Ausbeute an Chips pro Wafer beeinflusst. Gemäß dem Stand der Technik werden Chips vornehmlich mittels einer rotierenden Trennscheibe aus dem Wafer gesägt, was zu großen mechanischen Belastungen des Substrats und einer geringen Ausbeute führt. In Abbildung 2 sind derzeit verfügbare Vereinzelungstechnologien gezeigt und zudem unter Berücksichtigung ihrer Wafereffizienz im Verhältnis zu der Anzahl bzw. Art an prozessierbaren Materialien bewertet. Bei Verwendung kurzgepulster Laserstrahlung im Pulsdauerbereich von einigen Nanosekunden kann die eigentliche Schnittbreite verringert und darüber hinaus eine große Vielfalt an Materialien bearbeitet werden. Durch den schmelzdominierten Abtrag kommt es aber zu einer thermischen Schädigung in der unmittelbaren Umgebung der Schnittfuge, was dazu führt, dass die Wafereffizienz kaum gesteigert werden kann (vgl. linker Diagrammbereich in Abbildung 2).

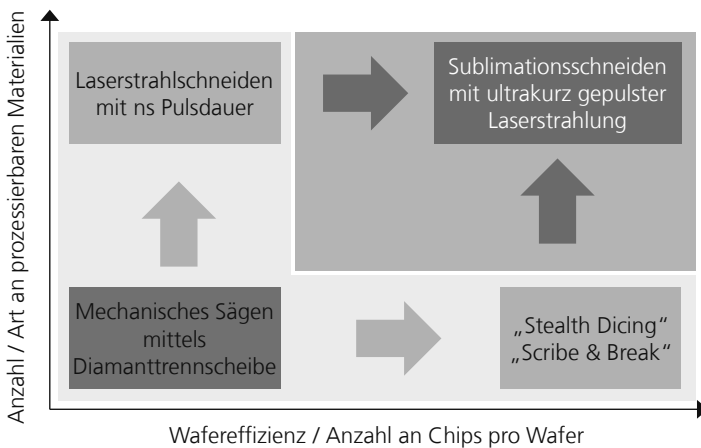


Abbildung 2: Einordnung der derzeit verfügbaren Vereinzelungstechnologien im Hinblick auf ihre Wafereffizienz und Anzahl bzw. Art an prozessierbaren Materialien. Als Referenz dient das mechanische Sägen mittels einer Diamanttrennscheibe. Zielsetzung der Arbeit: Steigerung der Wafereffizienz bei gleichzeitig größtmöglicher Flexibilität in Bezug auf prozessierbare Werkstoffe durch Verwendung ultrakurz gepulster Laserstrahlung in einem Sublimationsschneidprozess

Durch den Einsatz von zweistufigen Laserprozessen, wie dem „Stealth Dicing“ können zwar Schnittverluste minimiert werden, jedoch eignet sich das Verfahren nicht für alle Materialien (vgl. unterer Diagrammbereich in Abbildung 2). Einschränkungen ergeben sich insbesondere durch die notwendige Transparenz des zu bearbeitenden Werkstoffs bei der verwendeten Wellenlänge. Da beim „Stealth Dicing“ eine Volumenmodifikation im Material erzielt wird, ist die Transparenz des Werkstoffs ein unbedingtes Kriterium, das zwar bei der Kombination von Silizium und Laserstrahlung in Grundwellenlänge (1064 nm) gegeben ist, aber durch metallische Funktionsschichten auf der Ober- oder Unterseite der Wafer stark beeinträchtigt werden kann. Da viele Halbleiterbauelemente, wie beispielsweise LEDs führender Hersteller, über metallische Schichten verfügen, ist das „Stealth Dicing“ nur begrenzt anwendbar. Aufgrund der Übersichtlichkeit sind in Abbildung 2 das Wasserstrahlschneiden und das Wasserstrahlhybridschneiden mit Laserstrahlung nicht dargestellt. Beide Vereinzelungsverfahren werden in Bezug auf die Wafereffizienz zwischen dem mechanischen Sägen und dem „Stealth Dicing“ eingeordnet. Zudem kann mit beiden Verfahren eine Vielzahl an Materialien bearbeitet werden, wobei Einschränkungen durch die Verwendung von Wasser bestehen.

Die übergeordnete Zielsetzung dieser Arbeit ist die Steigerung der Wafereffizienz bei gleichzeitig größtmöglicher Flexibilität in Bezug auf prozessierbare Werkstoffe durch Verwendung ultrakurz gepulster Laserstrahlung in einem Sublimationsschneidprozess (vgl. Abbildung 2 rechts oben). Da die Wafereffizienz im Wesentlichen durch das erreichbare Aspektverhältnis bestimmt wird, ist die Identifikation und Analyse der Einflussfaktoren auf das Aspektverhältnis notwendig. In diesem Zusammenhang lautet die zentrale Forschungsfrage dieser Arbeit: „Kann durch gezielte Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge, und somit Steigerung der Anzahl an Leitungselektronen, die Absorption der einfallenden Laserstrahlung beim Sublimationsschneiden mit UKP-Laserstrahlung so lokalisiert werden, dass ein höheres Aspektverhältnis resultiert?“ Die lokale Erhöhung der Substrattemperatur erfolgt dabei durch koaxial eingekoppelte Dauerstrich-Laserstrahlung (CW-Laserstrahlung). Parallel wird untersucht, welche weiteren Prozessparameter das Aspektverhältnis maßgeblich beeinflussen und wie die jeweiligen Parameter mit dem Aspektverhältnis korrelieren.

Abbildung 3 zeigt neben einer schematischen Darstellung des Sublimationsschneidprozesses die Prozessparameter, die den Laserabtrag innerhalb einer Schnittfuge und somit das erreichbare Aspektverhältnis beeinflussen. Grundlegend gilt, dass nur dann Materialabtrag

induziert werden kann, wenn die vorliegende effektive Intensität I_{eff} oberhalb der material-spezifischen Schwellintensität I_s für Materialabtrag liegt. Diese Randbedingung ist in allen Bereichen der Schnittfuge zu erfüllen und wird in tieferliegenden Bereichen, durch Projektionseffekte der einfallenden Strahlung, immer schwieriger zu erfüllen. Dabei ist zu beachten, dass Randbedingungen wie die Temperatur, die Polarisation der Laserstrahlung oder der Projektionswinkel während des Abtragsprozesses nicht konstant sind. Mit zunehmender Schnitttiefe wird immer weniger einfallende Laserleistung in Abtrag und stattdessen in Wärme umgesetzt. Darüber hinaus steigt auch die Wahrscheinlichkeit für Reflexionen in der Kerbgeometrie, was den Projektionswinkel und somit die Polarisationsseigenschaften der Laserstrahlung beeinflusst.

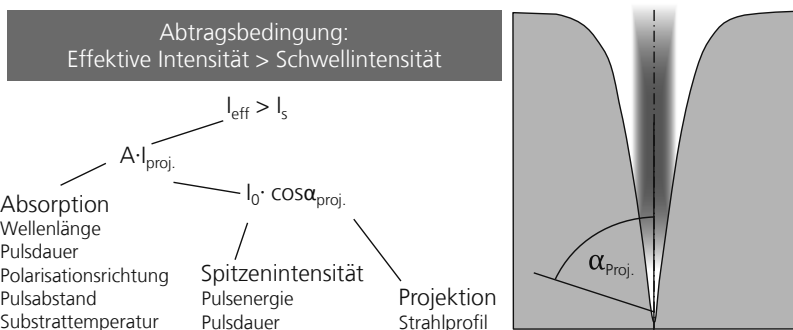


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Laserabtrags in einer vorhandenen Schnittfuge und die dazugehörigen Einflussparameter

Das Verhältnis aus effektiver Intensität I_{eff} und Schwellintensität I_s für Abtrag beeinflusst das erreichbare Aspektverhältnis. Die relevanten Einflussparameter auf dieses Verhältnis lassen sich, wie auf der linken Seite von Abbildung 3 gezeigt, durch Aufschlüsselung der effektiven Intensität identifizieren. Als effektive Intensität steht dem Abtragsprozess nur der absorbierte Anteil an projizierter Intensität zur Verfügung ($A \cdot I_{\text{proj.}}$). Die Absorptionsbedingungen, die den Anteil an absorbierte Strahlung definieren, resultieren aus der verwendeten Wellenlänge, der Pulsdauer, der Polarisationsrichtung, dem Pulsabstand und der Substrattemperatur. Die projizierte Intensität hängt von der ursprünglich eingebrachten Spitzenintensität I_0 und dem Projektionswinkel $\alpha_{\text{proj.}}$ ab, der wesentlich vom Strahlprofil beeinflusst wird. Die Spitzenintensität I_0 resultiert aus der Pulsenergie und der Pulsdauer. Als

Einflussparameter auf das Aspektverhältnis lassen sich zusammenfassend die nachfolgenden Prozessgrößen identifizieren: Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisationsrichtung, Pulsabstand und die Substrattemperatur. Diese Parameter werden im Rahmen der experimentellen Untersuchungen systematisch auf Ihre Korrelation mit dem Aspektverhältnis analysiert.

Um die oben definierte Forschungsfrage zu beantworten, wird eine dreistufige Vorgehensweise angewendet. Zunächst werden grundlegende Phänomene beim Sublimationsschneiden von Silizium systematisch analysiert und die Ausbildung der typischen Schnittfugegeometrie erklärt. Dies erfolgt anhand von experimentellen Befunden, die mit einer einfachen Simulationsrechnung verglichen werden. Anschließend wird durch eine gezielte Variation der Laserstrahl- und Prozessparameter das Abtragsverhalten von Silizium und das daraus resultierende erreichbare Aspektverhältnis untersucht. Hier liegt unter anderem ein Schwerpunkt der Untersuchungen auf der induzierten Erwärmung durch Wärmeakkumulation. In Analogieversuchen werden Schnittgräben hergestellt, deren Abtragsgeometrie nach einer metallografischen Aufbereitung mikroskopisch analysiert wird. Die Auswertung erfolgt sowohl anhand lichtmikroskopischer Messungen (LM), als auch auf Basis von Aufnahmen eines Laserscanning-Mikroskops (LSM) und eines Rasterelektronenmikroskops (REM).

Der dritte Bestandteil dieser Arbeit ist die Untersuchung der gezielten thermischen Konditionierung der Schnittfuge mittels Dauerstrich-Laserstrahlung. Dafür wird die Probe koaxial zum abtragenden UKP-Laser mit einem Dauerstrichlaser (CW) beleuchtet und erwärmt. Um zunächst ein Prozessfenster zu identifizieren, wird der thermische Einfluss des CW-Lasers auf die Siliziumprobe simuliert und anschließend im Experiment thermografisch analysiert. Daraufhin wird der Einfluss der lokalen Temperaturerhöhung in der Schnittfuge auf die Entwicklung der Abtragsschwelle untersucht, wobei die Einflussgrößen des hybriden Abtragsprozesses analysiert werden. Dies geschieht insbesondere für den verwendeten Fokushdurchmesser und die mittlere Leistung des CW-Lasers. Zielsetzung dabei ist eine möglichst lokale Wärmeeinbringung in das Zentrum der Fuge mit möglichst hohem Temperaturgradienten. Abschließend werden die Prozessgrenzen und notwendigen Bedingungen für den industriellen Einsatz eines solchen Verfahrens aufgezeigt.

3 Stand der Technik

Zunächst erfolgt eine Übersicht über die Materialeigenschaften von Halbleitern und Silizium im Speziellen. Anschließend wird ultrakurz gepulste Laserstrahlung im Kontext der Materialbearbeitung erläutert und im Vergleich zu anderen Werkzeugen der Fertigungstechnik abgegrenzt. Ferner werden die, für die Durchführung der Arbeit notwendigen, optischen Grundlagen, wie z. B. oder Strahlformung erklärt. Ein Kapitel zur Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie schließt den Stand der Technik ab.

3.1 Materialkunde

Halbleiter sind Feststoffe mit kristallartiger Gitterstruktur, die anhand ihrer elektrischen und physikalischen Eigenschaften zwischen Leitern und Isolatoren eingeordnet werden. Valenzband und Leitungsband sind durch eine Bandlücke getrennt. Bei den meisten Halbleitern sind am absoluten Temperaturnullpunkt von 0 K jedoch alle Elektronen im Valenzband gebunden und es liegt keine elektrische Leitfähigkeit vor. Die elektrische Leitfähigkeit ist bei Halbleitern positiv mit der Temperatur korreliert. Je höher die Temperatur des Materials ist, desto effektiver ist die Leitfähigkeit. Weitverbreitete Beispiele für Halbleiter sind beispielsweise Germanium oder Silizium [25].

3.1.1 Eigenschaften von Silizium

Silizium ist das wichtigste und am meisten eingesetzte Element in der Halbleiterindustrie. Nach Sauerstoff ist Silizium das zweithäufigste Element in der Erdkruste und daher kostengünstig zu beschaffen [5]. Je nach Anwendung wird es zu mono- oder polykristallinen Substraten weiterverarbeitet. Monokristallines Silizium wird unter anderem für integrierte Schaltkreise (Dioden, Transistoren) oder auch als Substrat für Leuchtdioden (LED) eingesetzt. Aufgrund der hohen Reinheit verfügt es über gute elektrische und mechanische Eigenschaften. Polykristallines Silizium ist erheblich kostengünstiger herzustellen als monokristallines Silizium und wird daher vermehrt in der Photovoltaikindustrie eingesetzt, wo große Mengen an Siliziumsubstraten für die Herstellung von Solarzellen erforderlich sind

[25]. Silizium verfügt im Vergleich zu Stahl bei Raumtemperatur über die folgenden physikalischen Eigenschaften (vgl. Tabelle 1).

Eigenschaft	Silizium	Stahl	Einheit
Dichte	2.300	7.850	kg/m ³
Schmelzpunkt	1.414	1.530	°C
Siedepunkt	3.260	2.800	°C
Spezifische Wärmekapazität	700	500	J/kgK
Elektrische Leitfähigkeit	1.000	1.000.000	A/Vm
Wärmeleitfähigkeit	150	58	W/mK

Tabelle 2: Physikalische Eigenschaften von Silizium und Stahl bei Raumtemperatur [6, 10]

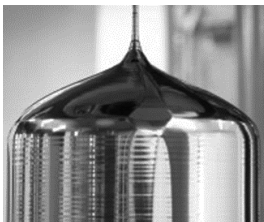
Bei Dioden und Transistoren in integrierten Schaltkreisen werden die halbleitenden Eigenschaften von Silizium ausgenutzt. Durch selektive Dotierung wird ein p-n-Übergang eingestellt, der zur Steuerung von Strömen und Spannungen verwendet werden kann. Bei einer p-Dotierung (positiv) wird das vierwertige Siliziumkristallgitter mit dreiwertigen Fremdatomen (z. B. Bor) modifiziert. Dies führt zu einem Überschuss an „Löchern“ und einem Mangel an Elektronen. Der genau entgegengesetzte Fall ist die n-Dotierung (negativ), wobei ein fünfwertiges Element (z. B. Phosphor) in das Siliziumatomgitter eingebracht wird und daraus ein Elektronenüberschuss resultiert. Die Dotierung erfolgt in der Regel durch Gasphasendiffusion bei Temperaturen von 800 °C - 1000 °C [28]. Für die Herstellung von Leuchtdioden wird Silizium nicht wegen seiner halbleitenden Funktion, sondern primär wegen der exzellenten mechanischen Eigenschaften verwendet. Im Gegensatz zu Metallen, verfügt Silizium auch bei Materialstärken im Bereich von etwa 100 µm noch über sehr hohe Steifigkeiten. Durch eine zusätzliche Dotierung wird, im Gegensatz zu Substraten auf Basis von Dielektrika, eine elektrische Leitfähigkeit erreicht, wodurch auf das aufwändige Bohren von Kontaktierungsöffnungen verzichtet werden kann[29].

3.1.2 Herstellung von monokristallinem Silizium

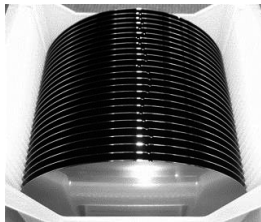
Für die meisten Anwendungen in der Mikroelektronik muss Silizium in höchster Reinheit und als Einkristall verfügbar sein. Dafür wird Siliziumdioxid (SiO₂) in Form von Quarzsand aus der Umwelt entnommen und in einem Lichtbogenofen aufgeschmolzen. Durch verschiedene chemische Reinigungsprozesse wird zunächst hochreines polykristallines Silizium produziert und in einem zweiten Schritt, dem sog. Czochralski-Verfahren zu einem Mono-

kristall verarbeitet. Bei diesem Verfahren wird das Silizium in einem drehbaren Tiegel aufgeschmolzen. Das Eintauchen eines Zugstabes mit einem Impfkristall initiiert die Ausbildung des Einkristalls entlang der Längsachse des Zugstabes. Durch kontinuierliches Drehen und Ziehen des Stabes aus der Schmelze entsteht ein zylinderförmiger Silizium-Einkristall, der auch als Ingot bezeichnet wird [29].

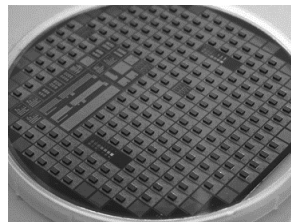
Der Ingot wird zunächst auf den erforderlichen Außendurchmesser abgedreht und danach in wenige Millimeter dicke Scheiben geschnitten, die als Wafer bezeichnet werden. Diese Scheiben dienen nach zahlreichen Schleif, Polier und Ätzschritten als Substrat für Halbleiterbauelemente und verfügen in der Regel über eine Dicke von 150 μm bis 500 μm (vgl. Abbildung 4). Aufgrund der Vielzahl an Bauteilen pro Wafer wird die Funktionalisierung der Oberfläche in einem Batchprozess durchgeführt, wobei oftmals Schneidstrassen für die spätere Vereinzelung ausgelassen werden. Im Falle von LED-Chips werden die aktiven Leuchtschichten durch chemische und physikalische Gasphasenepitaxie aufgebracht. Typische Elementabmessungen liegen dabei im Bereich von 1 mm, teilweise auch darunter [27].



Silizium-Einkristall in Form eines Ingots [30]



Zu einzelnen Wafern geschnittener Einkristall [31]



Funktionalisierter und zu Mikrochips vereinzelter Siliziumwafer [32]

Abbildung 4: Darstellung der Verarbeitung von Silizium zu Halbleiterbauteilen

Nach der flächigen Prozessierung müssen die einzelnen Elemente für die Weiterverarbeitung voneinander getrennt werden. Dafür stehen gemäß dem aktuellen Stand der Technik verschiedene Technologien zur Verfügung, die im folgenden Kapitel dargestellt sind.

3.1.3 Verfahren zur Vereinzelung von monokristallinem Silizium

Mechanische Vereinzelung durch Diamantsägen

Das Diamantsägen ist bis heute der industrielle Stand der Technik zur Vereinzelung von Halbleiterbauteilen, da die Maschinenteknik weit verbreitet und die Technologie hinreichend erprobt ist [8, 9]. In einem mechanisch abrasiven Fertigungsverfahren mit undefinierter Schneide, wird eine schnell rotierende Scheibensäge (bis zu 60.000 U/min) vertikal, mit definierter Eintauchtiefe, durch den Wafer geführt wird. Der Umfang der Säge ist mit abrasiven Diamantpartikeln besetzt. Dem Schneidprozess wird kontinuierlich Kühlschmierstoff zugeführt, um die auftretende Reibungswärme zu reduzieren und außerdem Abtragspartikel abzuführen. Der Wafer ist zur Fixierung auf einer Trägerfolie aufgeklebt, auf der die Chips nach der Vereinzelung verbleiben. In der Regel wird das Material in einem Schnitt bei Vorschubgeschwindigkeiten von ca. 100 mm/s getrennt [10]. Aufgrund der mechanischen Belastungen und auftretenden Vibrationen kann es zu Schädigungen in Form von Rissen, Ausbrüchen und Kratzern kommen. Für diese Defekte muss ein Trennstraßenbereich vorgehalten werden, um das eigentliche elektronische Bauelement nicht zu beeinträchtigen. Die minimal erreichbare Abtragsbreite wird durch die geometrischen Werkzeugabmessungen bestimmt und liegt im Bereich von ca. 50 µm [33, 34]. Zur Gewährleistung der Prozesssicherheit muss der Werkzeugverschleiß konstant überwacht werden.

Mechanisches Ritzen und Brechen

Bei dem zweistufigen Verfahren wird zunächst eine gezielte Materialschwächung in Form einer Kerbe in das Siliziumsubstrat eingebracht, um es anschließend entlang dieser Schwachstelle zu brechen. Dabei wird zwischen dem Einbringen einer Kerbe durch eine Diamantspitze und dem Schneiden eines Grabens mit einer Diamant-Scheibensäge unterschieden. Im Gegensatz zum vollständigen Schnitt wird die Säge auf ca. die Hälfte der Materialstärke zugestellt [11]. Vorteile gegenüber dem Vollschnitt sind eine gesteigerte Schnittgeschwindigkeit und eine geringere mechanische Belastung. Durch die Zweistufigkeit ist allerdings die Prozessierung komplexer und somit störanfälliger. Zudem ist die Vereinzelung auf lineare Schnittmuster begrenzt. Sofern funktionale Schichten auf der Waferoberseite oder Waferunterseite aufgebracht sind, ist eine zweistufige Vereinzelung durch mechanisches Ritzen und Brechen in der Regel nicht mehr durchführbar. Der mecha-

nische Vereinzelungsprozess birgt zudem die Gefahr der Delamination der Funktionsschichten. Da viele Halbleiterbauelemente, wie z. B. LEDs führender Hersteller, über metallische Schichten verfügen, ist das mechanische Ritzen und Brechen nur begrenzt anwendbar.

Wasserstrahlschneiden

Anstatt eines mechanischen Werkzeugs kommt beim Wasserstrahlschneiden ein feiner Wasserstrahl mit extrem hohem Druck von bis zu 6.000 bar zum Einsatz. Damit industriell relevante Schnittgeschwindigkeiten erreicht werden können, wird dem Wasser ein abrasives Schneidmittel beigemischt [35, 36]. Diese Abrasivpartikel beschleunigen den Materialabtrag in der Schneidstrasse, führen aber zwangsläufig auch zu Beschädigungen der Waferoberfläche. Zudem erfordert ein wasserbasiertes Fertigungsverfahren in den meisten Fällen nach der Vereinzelung einen Reinigungs- und Trocknungsprozess. Im Gegensatz zu mechanischen Verfahren, kommt es allerdings zu keiner signifikanten Erwärmung des Substrats. Erreichbare Schnittbreiten liegen bei etwa 100 µm und sind durch die Düsengeometrie limitiert [35, 36].

Wasserstrahlhybridschneiden mit Laserstrahlung

Beim Wasserstrahlhybridschneiden mit Laserstrahlung wird ein Laserstrahl in einen feinen Wasserstrahl eingekoppelt und propagiert in diesem Wasserstrahl ähnlich wie in einer Lichtleitfaser. Der Wasserstrahl hat dabei gleich mehrere Aufgaben: Führung der Laserstrahlung, Kühlung der Schnittfuge und Bindung sowie Abtransport der Abtragspartikel. Aufgrund der Totalreflexion des Laserstrahls am Übergang zwischen Wasser und Luft, bleibt der Laserstrahl im Wasserstrahl über mehrere Zentimeter nahezu kollimiert, d. h. die Laserstrahlen verlaufen parallel zueinander. Gegenüber dem reinen Schmelzschneiden mit Laserstrahlung lassen sich dadurch Schnittkanten erzeugen, die senkrecht sind. Als Laserstrahlquellen kommen meist gepulste Festkörperlaser mit einer Pulsdauer von Nanosekunden (ns) bis Mikrosekunden (µs) zum Einsatz [12, 37]. Die Einkopplung von Ultrakurzpulslasern in einen Wasserstrahl konnte bisher nicht erfolgreich demonstriert werden. Die hohen Spitzenintensitäten führen zu ungewünschter nichtlinearer Absorption im Wasserstrahl. Eine besondere Herausforderung ist die exakte Einkopplung des fokussierten Laserstrahls in die Wasserstrahldüse, da es bei nicht ausreichender Justierung schnell zu Schäden an der Düse kommen kann. Dieser Umstand führt dazu, dass der Düsendurchmesser und somit auch der resultierende Wasserstrahl nicht beliebig klein dimensioniert werden kann. Typische Düsendurchmesser liegen im Bereich von 50 µm [37]. Wie beim Wasserstrahlschneiden ist auch

das Wasserstrahlhybridschneiden mit Laserstrahlung ein Fertigungsverfahren, das unter Umständen nach der Vereinzelung einen Reinigungs- und Trocknungsprozess erfordert.

Laserbasiertes Ritzen und Brechen

Dieses Verfahren nutzt eine Materialschwächung durch oberflächlichen Laserabtrag aus. Wie beim mechanischen Ritzen werden Bruchkerben eingebracht, um in einem nachfolgenden Prozess die Vereinzelung herbeizuführen. Durch laserbasiertes Ritzen können erheblich feinere Bruchkerben, als durch eine mechanische Prozessierung möglich, in kürzerer Zeit erzeugt werden. Dadurch eignet sich das Verfahren hervorragend für kleine Bauteilabmessungen und verhältnismäßig dünne Substrate [38]. Wie beim mechanischen Ritzen und Brechen liegen die Nachteile in der Zweistufigkeit des Prozesses und der geringen Flexibilität in Bezug auf das Schnittmuster und die bearbeitbaren Materialien inkl. eventueller Funktionsschichten.

Stealth Dicing

Ähnlich zum laserbasierten Ritzen und Brechen wird zunächst das Substrat geschwächt und anschließend vereinzelt. Die Schwächung erfolgt allerdings als Materialmodifikation im Volumen, woher auch der Name des „Stealth Dicing“ rührt, da es bei ordnungsgemäßer Prozessführung zu keinen oberflächlich sichtbaren Auswirkungen kommt [39, 40]. Die Bearbeitung im Substrat impliziert, dass die Laserstrahlung größtenteils ungehindert in den Werkstoff eindringen kann, aber im Werkstoffvolumen eine, für eine Modifikation ausreichende, Intensität vorliegt. Dies wird durch Verwendung von Laserstrahlung im Bereich von 1 µm Wellenlänge, bei der Silizium größtenteils transparent ist, und durch eine Fokussierung mit einer hohen numerischen Apertur gewährleistet [13, 41, 42]. Die Vereinzelung der Chips erfolgt durch Verstrecken der Trägerfolie. Das „Stealth Dicing“ hat den Vorteil hoher Schnittgeschwindigkeiten sowie eine quasi nicht vorhandene Schnittfuge. Da Material weder mechanisch noch thermisch abgetragen wird, entstehen keine Abtragspartikel. Nachteilig ist, dass das zu schneidende Material unbedingt transparent für das einfallende Laserlicht sein muss. Dadurch kommt eine Bearbeitung von Halbleiterelementen mit metallischen Funktionsschichten auf der Ober- oder Unterseite der Wafer nicht in Frage [13]. Der mechanische Vereinzelungsprozess birgt die Gefahr der Delamination der Funktionsschichten. Da, wie bereits erwähnt, viele Halbleiterbauelemente über metallische Schichten verfügen, ist das „Stealth Dicing“ nur begrenzt anwendbar.

Laserstrahlschneiden (Kurzpuls-Laser)

Für das Schneiden von Silizium mit Laserstrahlung werden insbesondere kurz gepulste Strahlquellen im Pulsdauerbereich von 10-100 ns eingesetzt. Die Wellenlänge liegt dabei meistens im UV-Bereich bei ca. 355 nm. Neben komplexen Schnittmustern kann zeitgleich auch eine Beschriftung der Halbleiterbauelemente erstellt werden können und zeitgleich auch eine Beschriftung der Halbleiterbauelemente stattfinden kann [14, 43]. Weiterhin ist das Verfahren, in Bezug auf die notwendige Maschinenteknik, weniger komplex als wasserstrahlbasierte Trennverfahren und universeller als zweistufige Prozesse wie Ritzen und Brechen. Durch den Einsatz kurzbrennweitiger Bearbeitungsoptiken können Strahldurchmesser im Bereich von 10 µm realisiert werden. Allerdings führt der weitestgehend schmelzdominierte Abtrag zu Wärmeeinflusszonen von einigen 10 Mikrometern um die Schnittfuge herum. Insgesamt ist eine Trennstraßenbreite von ca. 50 µm erreichbar [14].

Tabelle 3 zeigt die zuvor beschriebenen Vereinzelungsverfahren und ihre jeweiligen Limitierungen in der Anwendbarkeit.

Verfahren	Limitierung
Mechanische Vereinzelung durch Diamantsägen	Die hohe Substratbelastung führt zu einer geringer Wafereffizienz. Nicht geeignet für Materialstärken im Bereich von 100 µm
Mechanisches Ritzen und Brechen	Komplexe und störanfällige Prozessierung. Werkstoffe mit Funktionsschichten können kaum bearbeitet werden
Wasserstrahlschneiden	Kontaminierung und Schädigung der Oberfläche durch Abrasivpartikel. Reinigungs- und Trocknungsschritte notwendig. Die minimale Schnittfugenbreite ist durch den Düsendurchmesser nicht beliebig reduzierbar.
Wasserstrahlhybridschneiden mit Laserstrahlung	Die minimale Schnittfugenbreite ist durch den Düsendurchmesser nicht beliebig reduzierbar. Notwendigkeit von Reinigungs- und Trocknungsschritten
Laserbasiertes Ritzen und Brechen	Nur für dünne Substraten geeignet. Werkstoffe mit Funktionsschichten können kaum bearbeitet werden
„Stealth Dicing“	Werkstoffe mit metallischen Funktionsschichten können wegen mangelnder Transparenz nicht bearbeitet werden
Laserstrahlschneiden (Kurzpuls-Laser)	Thermische Schädigung des Bereichs um die Schnittfuge führt zu geringer Wafereffizienz

Tabelle 3: Übersicht der verfügbaren Vereinzelungsverfahren und ihre jeweiligen Limitierungen in der Anwendbarkeit

3.1.4 Weiterverarbeitung der Siliziumchips

Nach dem Vereinzeln werden die Chips in der Regel gereinigt und einzeln von der Trägerfolie entfernt. Dafür wird die Trägerfolie gedehnt und die Chips werden von unten leicht angehoben, um von oben mit einem Vakuumsystem angesaugt zu werden. Unter Umständen können dabei große Kräfte auf das Halbleiterbauelement wirken. Daher ist die Bruchstabilität eines Chips, neben anderen produktionstechnischen Faktoren, wie Durchsatz oder Produktivität, ein wichtiges Qualitätsmerkmal [44]. Um die Bauelemente z. B. für LEDs weiterverwenden zu können, erfolgt anschließend die Einkapselung, die als Schutz vor Degradation, Oxidation und allen anderen schädlichen Umwelteinflüssen dient. Je nach Anwendungsfall wird die Einkapselung direkt mit einer optischen Funktion kombiniert, um beispielsweise Licht mittels einer Linse zu bündeln oder zu leiten.

3.1.5 Wissenschaftlichen Veröffentlichungen im Bereich der Materialbearbeitung von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Relevanz für diese Arbeit

Zum Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung liegen zum heutigen Zeitpunkt bereits mehrere wissenschaftliche Arbeiten vor. Diese beschäftigen sich allerdings entweder mit einer jeweils sehr speziellen Anwendung oder verwenden lediglich eine bestimmte Systemtechnik in Bezug auf Strahlquellen, -forme oder -ablenkungen. Die folgende Tabelle 4 fasst die für diese Arbeit relevanten Veröffentlichungen im Bereich der Materialbearbeitung von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit ihrem jeweiligen Forschungsschwerpunkt und der Haupteckdaten zusammen.

Forschungsschwerpunkt	Haupteckdaten	Quelle
Untersuchung des Sublimationsschneidens von Silizium mit einer Materialstärke von 100 µm bei einer Laserwellenlänge von 780 nm und einer Pulsdauer von 150 fs	Die Schnittqualität wird im Wesentlichen von den Einflussgrößen Pulsenergie und Polarisationsrichtung bestimmt. Durch Fokussierung der Laserstrahlung auf eine Linie, anstatt auf einen Punkt, können effektive Schnittgeschwindigkeiten von bis zu 550 mm/min erreicht werden	[20]
Untersuchung der Modifikationsschwelle von Silizium und der Morphologie des Abtragsprozesses bei einer Laserwellenlänge von 780 nm und einem Pulsdauerbereich von 5 fs bis 400 fs	Die Abtragsschwelle beträgt unabhängig von der Pulsdauer etwa 0,2 J/cm². Folgende Modifikationsmechanismen werden identifiziert: Oxidation, Amorphisierung, Rekristallisation, Blasenbildung, Ablation, Rippelformation	[21]

Forschungsschwerpunkt	Haupterkennntnis	Quelle
Untersuchung der Prozesseffizienz bei der Mikrobearbeitung von Silizium mit einer Laserwellenlänge von 800 nm und einer Pulsdauer von 83 fs	In Abhängigkeit der Laserfluenz werden zwei Ablationsregime identifiziert. Im schwellennahen Fluenzbereich wird der Abtrag durch Zweiphotonenabsorption dominiert. Bei schwellenfernen Fluenzen erfolgt die Absorption über freie Elektronen. Im schwellenfernen Fluenzbereich ist die Abtragseffizienz aufgrund von Plasmaabschirmung, Redeposition und Wiedererstarrung von Schmelzpartikeln gemindert	[22]
Untersuchung des Abtragsprozesses von Silizium mit einer Laserwellenlänge von 266 nm und einer Pulsdauer von 60 ps	Bei Laserfluenzen über 100 J/cm ² kommt es zu einer Steigerung der Abtragsrate, die aber von Rissbildung am Eintritt der Abtragsgeometrie begleitet wird. Für das Perkussionsbohren von Siliziumwafern mit Materialstärken von 260 µm, 380 µm und 550 µm liegt zwischen der eingestellten Laserfluenz und der notwendigen Anzahl an Laserpulsen für eine Durchgangsbohrung ein logarithmischer Zusammenhang vor	[23]
Untersuchung des Sublimationsschneidens von Silizium und Metallen bei einer Laserwellenlänge von 780 nm und einer Pulsdauer von 150 fs	Die Abtragsqualität kann durch Reduzierung der Fluenz und des Puls-zu-Puls-Überlapps bei gleichzeitiger Erhöhung der Anzahl an Überfahrten im Hinblick auf die Oberflächenrauheit und die minimale Schnittbreite erhöht werden. Das Optimum der Strahlableitgeschwindigkeit liegt dabei im Bereich von 100 m/min.	[24]
Untersuchung des Vereinzelungsprozesses von Silizium mit einer Materialstärke von 220 µm mit verschiedenen laserbasierten Verfahren, u.a. mit einer Laserwellenlänge von 1064 nm und einer Pulsdauer von 12 ps	Beim Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung sind in etwa gleiche Bruchfestigkeiten zu erreichen, wie beim Vereinzeln mit einer Diamanttrennscheibe. Im Vergleich dazu sind die Bruchfestigkeiten aufgrund von Kantendefekten bei größeren Pulsdauern im Nanosekunden- oder Mikrosekundenbereich geringer. Die höchsten Festigkeiten werden durch die Vereinzelung mittels thermisch induzierter Spannungen erreicht. Dabei wird ein Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 1075 nm eingesetzt.	[45]
Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Lochtiefe und Lochgeometrie beim Laserstrahlbohren von Silizium mit einer Laserwellenlänge von 1030 nm und einer Pulsdauer von 8 ps	Die Entwicklung der Lochgeometrie kann in drei Phasen aufgeteilt werden. In der ersten Phase entwickelt sich eine geradlinige Lochgeometrie ohne Abweichungen von der Strahlausbreitungsrichtung. Nach etwa 40 % der final erreichten Tiefe beginnt Phase zwei, bei der erste Abtragskanäle von der Hauptrichtung abzweigen. In Phase drei nimmt die Bohrtiefe nicht mehr zu, aber das Lochvolumen wächst trotzdem mit jedem Laserpuls weiter an, da es zu massiven seitlichen Abtragskanälen kommt. Die erreichbare Bohrtiefe wird wesentlich von der eingesetzten Pulsenergie bestimmt.	[46]

Forschungsschwerpunkt	Haupterkennntnis	Quelle
Untersuchung des Vereinzelungsprozesses von Silizium mit einer Materialstärke von 250 μm mit Hochleistungs-Ultrakurzpulslasern mit einer Laserwellenlängenlänge von 1030 nm und einer Pulsdauer im Femtosekundenbereich	Bei Strahlenlenkungsgeschwindigkeiten von 3 m/s wird bei einer Repetitionsrate von 13 MHz und einer Laserleistung von 11 W eine effektive Schnittgeschwindigkeit von 40 mm/s demonstriert. Die Schnittbreite beträgt dabei 16,5 μm und die Schnitttiefe liegt bei einem Wert von 75 μm .	[47]
Untersuchung des Vereinzelungsprozesses von Silizium mit einer Materialstärke von 50 μm mit einer Laserwellenlänge von 780 nm und einer Pulsdauer im Bereich von 150 - 200 fs	Aufnahmen des Abtragsprozesses mit einer Hochgeschwindigkeitskamera zeigen, dass die Anstiegszeit für eine Vergrößerung des Lochdurchmessers mit der Pulsennergie korreliert. Die Anstiegszeit beträgt 10 ns für Pulsennergien von 30 μJ und 180 μJ und 30 ns für Pulsenergien von 350 μJ und 500 μJ . Die Anstiegszeit kann gut mit der thermischen Schädigung der Abtragsgeometrie korreliert werden.	[48]

Tabelle 4: Übersicht von wissenschaftlichen Veröffentlichungen im Bereich der Materialbearbeitung von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Relevanz für diese Arbeit. Beschrieben sind die jeweiligen Forschungsschwerpunkte und die Haupterkennntnisse.

3.2 Eigenschaften von ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Laserstrahlung wird unter anderem anhand der Wellenlänge und der Art der zeitlichen Leistungsmodulation unterschieden. Für die Wellenlänge ist ein Bereich von Ultraviolett (UV), bis hin zu Infrarot (IR) relevant. Die Wellenlänge wird je nach Anwendungsfall für optimale Prozessbedingungen, z. B. anhand des Absorptionsgrads gewählt. Sehr weit verbreitet sind Festkörperlaser, die eine Grundwellenlänge im IR-Bereich aufweisen, beispielsweise Nd:YAG mit einer Wellenlänge von 1064 nm [49, 50, 51]. Bei der zeitlichen Leistungsmodulation wird zwischen Dauerstrichlasern (Continuous Wave, CW) und Pulslasern, die wiederum nach Pulsdauerregime weiter aufgeschlüsselt werden, unterschieden [51]. Gepulste Laserstrahlquellen werden gemäß ihrer Pulsdauer in Puls-, Kurz- und Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen unterschieden [51]. Die Pulsdauern erstrecken sich von Femtosekunden (fs, 10^{-15} Sekunden), Pikosekunden (ps, 10^{-12} Sekunden), Nanosekunden (ns, 10^{-9} Sekunden), Mikrosekunden (μs , 10^{-6} Sekunden) bis zu Millisekunden (ms, 10^{-3} Sekunden).

- Puls laser: Pulsdauer $\tau > 1 \mu\text{s}$, typischerweise einige 100 μs bis wenige ms
- Kurzpuls laser: Pulsdauer $100 \text{ ps} < \tau < 1 \mu\text{s}$, typischerweise einige ns bis wenige 100 ns
- Ultrakurzpuls laser: Pulsdauer $\tau < 100 \text{ ps}$, typischerweise 100 fs bis 10 ps

Bei der obigen Einordnung handelt es sich nicht um genormte Kategorien, so dass je nach verwendeter Literatur die exakten Zahlenwerte abweichen können. Der elementare Unterschied von gepulsten Lasern zu Dauerstrichlasern ist die Art der Leistungsabgabe. Während bei einem CW-Laser die Laserleistung kontinuierlich abgegeben wird, erfolgt die Leistungsemission bei einem gepulsten Laser diskret in einzelnen Pulsen [52]. Demzufolge muss zwischen einer mittleren Leistung und einer Pulsspitzenleistung unterschieden werden. Je kürzer die Pulsdauer bei konstanter mittlerer Leistung wird, desto größere Werte erreicht die Pulsspitzenleistung. Mit aktuell verfügbaren Strahlquellen sind Pulsspitzenleistungen im Bereich von einigen MW bis GW erreichbar, wobei die mittlere Leistung oftmals weniger als 100 W beträgt [53]. Die thermische Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie wird maßgeblich von der Pulsdauer bestimmt. Grundsätzlich gilt der Zusammenhang, dass mit kleiner werdender Pulsdauer die thermische Eindringtiefe reduziert werden kann, da weniger Zeit für die Diffusion der Wärme ins Werkstück zur Verfügung steht. Bei ultrakurzen Pulsdauern genügt daher bereits eine verhältnismäßig kleine Pulsenergie zum Erreichen einer hohen Oberflächentemperatur [53, 54]. Durch kleinere Wärmeeinflusszonen und Schmelzfilmdicken wird im Vergleich zu Pulsdauern im Nanosekundenbereich ein präziserer Abtrag möglich. Diese Zusammenhänge werden im Kapitel 3.4.2 näher beleuchtet

Zur Erzeugung gepulster Laserstrahlung existieren verschiedene Methoden, die in der folgenden Tabelle 5 gegenübergestellt werden [55, 56]. Weitergehende Informationen zu den einzelnen Erzeugungsprinzipien sind dem Anhang zu entnehmen.

Pulsdauer	Erzeugungsprinzip
$\tau > 100 \text{ ns}$	Mechanisches Chopper-Rad
$100 \text{ ns} > \tau > 1 \text{ ns}$	Güteschaltung (Q-Switch)
$\tau < 1 \text{ ns}$	Modenkopplung (EOM, AOM, sättigbarer Absorber)

Tabelle 5: Überblick über die Prinzipien zur Erzeugung von gepulster Laserstrahlung in Abhängigkeit der Pulsdauern

3.3 Optische Grundlagen

Für den Großteil der Anwendungen in der Lasertechnik genügt die Beschreibung des Laserstrahls mit der paraxialen Optik. Dabei wird die Lichtausbreitung gemäß einer Gaußverteilung angenommen. Nachfolgend sind die wesentlichen für diese Arbeit relevanten Eigenschaften eines Laserstrahls beschrieben.

3.3.1 Strahleigenschaften

Eine wichtige Größe zur Strahlcharakterisierung ist das Strahlparameterprodukt (BPP) als Produkt aus Strahlradius in der Taille w_0 und dem Fernfelddivergenzwinkel θ_F . Dieses Produkt ist eine Konstante und theoretisch nur von der Wellenlänge abhängig. Bei nicht beugungsbegrenzter Strahlung muss aufgrund von Abweichungen gegenüber der idealen gaußförmigen Strahlverteilung ein Korrekturfaktor, die Beugungsmaßzahl M^2 eingeführt werden [15]:

$$\text{BPP} = w_0 \cdot \theta_F = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.1)$$

Die Beugungsmaßzahl M^2 vergleicht den Fernfelddivergenzwinkel des realen Strahls mit dem idealen Gaußstrahl und ist damit ein Maß für die Fokussierbarkeit des Strahls. Der Wert von M^2 ist für reale Strahlen immer größer als eins. Bei den im Ergebnisteil verwendeten Strahlquellen beträgt die Strahlqualität 1,1 - 1,3 und ist somit sehr gut. Der minimale Strahlradius im Fokus w_0 ist ein wichtiger Parameter für die Materialbearbeitung und wird gemäß Formel 3.2 über die Wellenlänge des Lasers λ , die verwendete Fokussierbrennweite f , der Beugungsmaßzahl M^2 , dem Strahldurchmesser des Rohstrahls D_R und einem sogenannten Apodisations-Faktor (APO-Faktor) berechnet. Der Strahlradius ist somit an der Stelle definiert, an der die Spitzenintensität I_0 auf den $1/e^2$ Anteil, also auf ca 36 % der Ursprungsintensität abgefallen ist (vgl. Abbildung 5) [15, 17].

$$w_0 = \frac{\text{APO}}{2} \cdot \lambda \cdot \frac{f}{D_R} \cdot M^2 = \frac{d_f}{2} \quad (3.2)$$

Der APO-Faktor berücksichtigt das Verhältnis des Strahldurchmessers D_R und der freien Apertur der fokussierenden Optik D_A . Bei einem Verhältnis von $D_A/D_R > 2$, was bei allen Versuchen im Rahmen dieser Arbeit gewährleistet ist, beträgt der APO-Faktor 1,27.

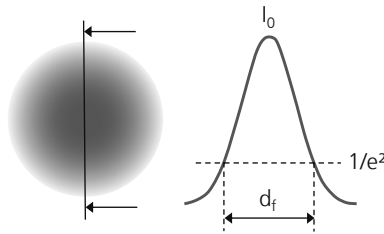


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines gaußförmigen Intensitätsprofils mit typischer Durchmesser-Definition $1/e^2$

Neben dem minimalen Strahlradius ist auch die Strahlkaustik für Abtragsprozesse von Bedeutung. Der Radius $w(z)$ an einer beliebigen Stelle z des Strahls lässt sich wie folgt berechnen:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.3)$$

Dabei ist die Rayleigh-Länge z_R als Abstand von der Strahltaile definiert, bei der sich die Strahlquerschnittsfläche gerade verdoppelt bzw. der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert hat (vgl. Formel 3.4)

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} = w_0 \cdot \sqrt{2} \quad (3.4)$$

$$\text{mit } z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.5)$$

Im Bereich der Rayleigh-Länge verlaufen die Laserstrahlen annähernd parallel und der Strahlradius weitet sich nur marginal aus. Bei der Materialbearbeitung mit hohen Aspektverhältnissen ist die Rayleigh-Länge hinreichend groß zu wählen, um über die gesamte Bearbeitungstiefe möglichst konstante Ablationsbedingungen zu gewährleisten. Die radiale Intensitätsverteilung eines gaußförmigen Strahls berechnet sich gemäß Formel 3.6, wobei die maximale Spitzenintensität I_0 bei $r = z = 0$ vorliegt (vgl. Formel 3.7) [15, 17].

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} \quad (3.6)$$

$$\text{mit } I_0 = \frac{2 \cdot P_D}{\pi w_0^2} \quad (3.7)$$

Die Pulsspitzenleistung wird aus dem Quotienten der Pulsenergie und der Pulsdauer berechnet (vgl. Formel 3.8). Die Spitzenintensität ist ein Maß für die Leistungsdichte, also eine Energiemenge, die pro definierter Zeiteinheit auf eine definierte Fläche trifft. Im Gegensatz dazu, ist die Spitzenfluenz als Energiemenge, die unabhängig von der Zeit auf eine definierte Fläche trifft, definiert. Eine Unterscheidung zwischen Spitzenintensität und Spitzenfluenz erfolgt im experimentellen Teil der Arbeit im Rahmen der Analyse des Einflusses der Pulsdauer auf das Aspektverhältnis (vgl. Kapitel 5.2.3).

$$P_p = \frac{E_p}{\tau} \quad (3.8)$$

Beim laserbasierten Materialabtrag kann nicht zwangsläufig davon ausgegangen werden, dass der Brennfleckdurchmesser auf dem Werkstück dem zuvor berechneten Fokusbereich entspricht. Vielmehr ergibt sich der Abtragsdurchmesser, auch effektiver Bearbeitungsdurchmesser genannt, aus der Kombination der materialabhängigen Abtragsschwelle und der Laserstrahlintensität. Abbildung 6 zeigt diesen Zusammenhang für zwei unterschiedliche Intensitäten $I_{0,1}$ und $I_{0,2}$, wobei gilt $I_{0,2} > I_{0,1}$ [15, 17].

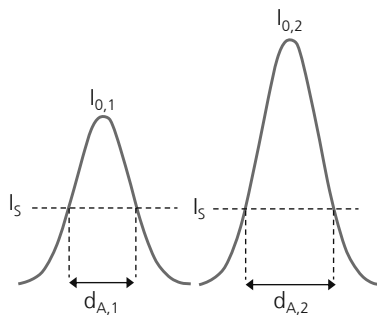


Abbildung 6: Darstellung unterschiedlicher Abtragsdurchmesser in Abhängigkeit der Spitzenintensität

Bei konstanter Abtragsschwelle I_s resultieren daraus unterschiedliche Abtragsdurchmesser $d_{A,1}$ und $d_{A,2}$ mit $d_{A,2} > d_{A,1}$. Falls die Intensität unterhalb der Abtragsschwelle liegt, findet lediglich eine unterkritische Modifikation statt, die nicht zu Materialabtrag führt. Dieser Zusammenhang kann mittels linearer Regression für die Bestimmung der Abtragsschwelle

eines unbekannten Materials genutzt werden, sofern Intensität und Brennfleckdurchmesser zahlenmäßig vorliegen (vgl. Kapitel 4.1) [15, 17].

3.3.2 Polarisation

Neben Wellenlänge und Pulsdauer ist die Polarisation ein wesentliches Merkmal von Laserstrahlung. Die Polarisation eines Laserstrahls beschreibt die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors relativ zur Strahlrichtung[15]. Der Großteil der Laserstrahlquellen, die für die Materialbearbeitung eingesetzt werden, ist linear polarisiert. Die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors ist dabei senkrecht zu einer konstanten Ebene. Demgegenüber dreht sich das elektrische Schwingungsfeld bei zirkularer Polarisation um die Ausbreitungsrichtung herum in der x-y-Ebene. Die Drehung kann dabei sowohl links als auch rechts herum erfolgen. Als Sonderfall kann die elliptische Polarisation eingeordnet werden, bei der eine Überlagerung von linearer und zirkularer Polarisation vorliegt und die Auslenkung des Schwingungsvektors eine Ellipse beschreibt [56, 57]. Im Rahmen dieser Arbeit kommen nur Strahlquellen mit linearer Polarisation zum Einsatz. Bei realen Strahlquellen ist das Kontrastverhältnis der Schwingungsrichtungen auf ca. 1:1000 begrenzt. Durch das Einbringen von Verzögerungsplatten in den Strahlengang, ist es möglich die Polarisation selbst oder bei linearer Polarisation den Feldvektor zu drehen. Zur Änderung der Polarisation kommen zwei Arten von Verzögerungsplatten zum Einsatz, die unterschiedliche Schichtdicken aufweisen. Bei einem optischen Element dessen Schichtdicke, dem Viertel der Wellenlänge der einfallenden Laserstrahlung entspricht, handelt es sich um ein $\lambda/4$ -Plättchen. Diese Art von Verzögerungsplatte verzögert das transmittierte Licht um eine Viertel Wellenlänge. Bei entsprechender Ausrichtung kann somit aus linearer Polarisation, zirkulare Polarisation und umgekehrt transformiert werden. $\lambda/2$ -Plättchen verfügen dementsprechend über eine Schichtdicke, die der Hälfte der Wellenlänge der einfallenden Laserstrahlung entspricht. $\lambda/2$ -Plättchen verzögern transmittiertes Licht um eine halbe Wellenlänge und drehen lineare Polarisation um einen beliebigen Winkel, wobei gilt:

$$\alpha_{\text{mechanisch}} = 2 \cdot \alpha_{\text{optisch}} \quad (3.9)$$

Eine einfache mechanische Drehung erzeugt eine doppelt so große optische Drehung des Polarisationswinkels. Bei der Materialbearbeitung, insbesondere mit hohem Aspektverhältnis, ist die Ausrichtung der Polarisation von außerordentlicher Wichtigkeit. Abbildung 7

zeigt auf der linken Seite die Definition der Polarisationsrichtung relativ zur Schnittrichtung bzw. Schnittfugegeometrie.

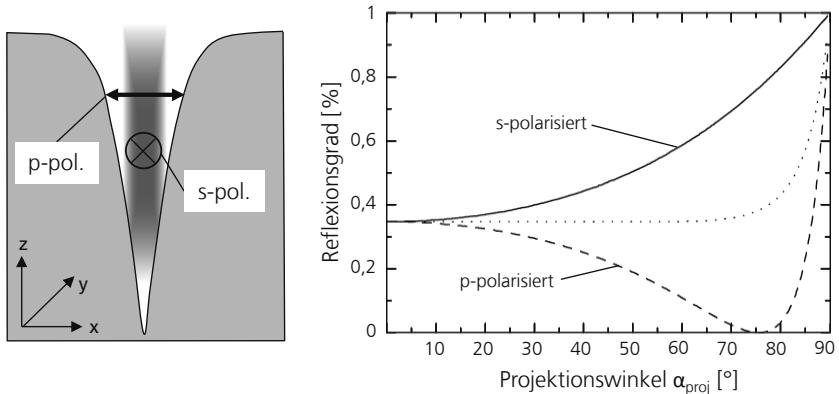


Abbildung 7: Definition der Ausrichtung der linearen Polarisation in Bezug auf die Schnittrichtung bzw. Schnittfuge (links) Reflektionsverhalten von Silizium in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung und des Projektionswinkels bei einer Wellenlänge von 635 nm (rechts) [58].

Gemäß dem Koordinatensystem liegt der Schnittfugenquerschnitt in der x-z-Ebene und die Schnittrichtung verläuft entlang der y-Achse. Basierend auf dieser Definition liegt p-Polarisation vor, wenn der Polarisationsvektor entlang der x-Achse schwingt und s-Polarisation, wenn die Hauptschwingungsrichtung in Schnittrichtung, also in y-Richtung liegt. Auf der rechten Seite der Abbildung ist der Einfluss der Polarisationsrichtung auf die Reflektivität von Silizium bei Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 635 nm und einem Projektionswinkel α_{proj} von 0 - 90° gezeigt. Die Polarisationsrichtung hat insbesondere bei großen Projektionswinkeln wesentlichen Einfluss auf die Energieabsorption in der Schnittfuge. Bei senkrechtem Strahlungseinfall beträgt die Reflektivität für beide Polarisationsrichtungen 35 %. Mit zunehmendem Projektionswinkel geht die Reflektivität bei p-polarisierter Laserstrahlung kontinuierlich bis zu etwa 75° zurück, wo ein Reflexionsminimum vorliegt und nur s-polarisiertes Licht reflektiert wird. Dieser Winkel wird als Brewster-Winkel bezeichnet und tritt bei allen Grenzflächen zweier dielektrischer Materialien auf [56, 57]. Nach dem Brewster-Winkel nimmt die Reflektivität stark zu und beträgt 100 % bei parallelem Einfall unter 90° Projektionswinkel. Entgegen diesem Kurvenverlauf nimmt die Reflektion bei s-

polarisierter Strahlung kontinuierlich zu und beträgt beim Brewster-Winkel von 75° bereits 75 % und erreicht schließlich auch 100 % Reflektion bei 90° Projektionswinkel.

Beim Sublimationsschneiden treten bereits in einem frühen Stadium hohe mittlere Flankenwinkel von über 70° auf (vgl. rechte Seite von Abbildung 8). Aus einer Abtragstiefe von $35\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Breite von $22\text{ }\mu\text{m}$ resultieren ein mittlerer Flankenwinkel von 72° und ein Aspektverhältnis von 1,6. Das hat unter Berücksichtigung der Erkenntnisse aus Abbildung 7 zur Folge, dass die Ausrichtung der Polarisation für die Absorptionsverhältnisse sehr wichtig ist. Darüber hinaus müssen, wie in Abbildung 8 auf der linken Seite dargestellt, Projektionseffekte der einfallenden Laserstrahlung berücksichtigt werden. Ausgehend von der ursprünglich wirkenden Spitzenintensität I_0 , wird mit zunehmenden Projektionswinkel die effektiv wirkende Intensität I_{eff} immer geringer und unterschreitet schließlich beim kritischen Projektionswinkel α_{krit} die Abtragsschwelle (vgl. eingekreister Schnittpunkt mit einer exemplarischen Abtragsschwelle in Abbildung 8 bei einem Projektionswinkel von etwa 80°). Unter Berücksichtigung beider Effekte gilt der folgende Zusammenhang:

$$I_{\text{eff}} = I_0 \cdot A(\text{Polarisation}(\alpha_{\text{proj.}})) \cdot \cos(\alpha_{\text{proj.}}) \quad (3.10)$$

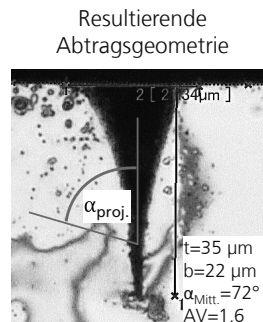
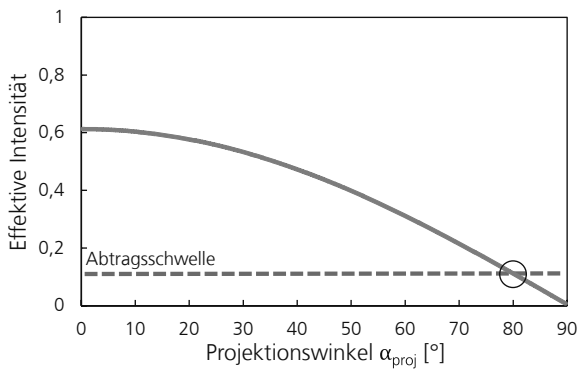


Abbildung 8: Darstellung der effektiven Intensität in Abhängigkeit des Projektionswinkels und einer exemplarischen Abtragsschwelle (links). Exemplarisch resultierende Abtragsgeometrie mit einer Tiefe von $35\text{ }\mu\text{m}$, Breite von $22\text{ }\mu\text{m}$, einem mittleren Winkel von 72° und einem Aspektverhältnis von 1,6 (rechts)

3.3.3 Strahlformung

Neben dem in Kapitel 3.3.1 dargestellten Gaußstrahl existieren beliebig viele andere Strahlformen, die entweder nativ aus einer Laserstrahlquelle emittiert, oder über optische Komponenten im Strahlengang gezielt herbeigeführt werden. Dabei werden zwei grundsätzliche Fälle unterschieden: Strahlteilung und Strahlformung. Bei der Strahlteilung wird ein Strahl in mehrere, räumlich getrennte Teilstrahlen geteilt. Der andere, für den eigentlichen Abtragsprozess relevantere Fall, ist die Strahlformung. Strahlformung heißt, dass sich die Intensitätsverteilung innerhalb des Strahlquerschnitts ändert [59]. Typische Intensitätsverteilung neben dem Gaußprofil, sind die TopHat- und Donut-Verteilung. Das TopHat Profil zeichnet sich durch, im Vergleich zum Gaußstrahl, steilere Flanken und kein ausgeprägtes Intensitätsmaximum im Strahlzentrum aus. Bei gleicher Pulsenergie ist die Spitzenintensität geringer als beim Gaußstrahl. Bei einem Donut Profil liegt im Strahlschwerpunkt ein Intensitätsminimum vor. Die Strahlformung wird in der Regel über Interferenz- oder Beugungseffekte erzielt, wobei Gaußstrahlen unterschiedlicher Amplitude und Phase gezielt so manipuliert werden, dass sich nach dem Strahlformer und anschließender Abbildung das gewünschte Profil ergibt. In vielen Anwendungsfällen kann durch Strahlformung die Laserstrahlintensität für optimale Bearbeitungsergebnisse umverteilt werden. Dies wird beispielsweise beim Abtrag und der Modifikation von dünnen Schichten für die OLED und OPV Industrie eingesetzt [60, 61]. Auch die Ausbildung der Schnittfugegeometrie und somit das erreichbare Aspektverhältnis sind unmittelbar von der Intensitätsverteilung abhängig. Daher werden in Kapitel 5.2.4 Untersuchungen zur Korrelation zwischen Schnittgeometrie, erzielbarem Aspektverhältnis und der zu Grunde liegenden Strahlform durchgeführt. Strahlformung kann mit diffraktiven und refraktiven optischen Elementen realisiert werden. In dieser Arbeit kommen ausschließlich diffraktive optische Strahlformer zum Einsatz.

3.3.4 Pulsabstand und Pulsüberlapp

Bei der Verwendung von gepulsten Laserstrahlquellen ist der räumliche Pulsabstand bzw. der Puls-zu-Puls-Überlapp ein zentraler Prozessparameter, der über die Qualität und Produktivität des Abtragsprozesses entscheidet. Der Pulsabstand entsteht dabei durch die Relativbewegung zwischen gepulster Laserstrahlung und der Probe. Die Relativbewegung kann beispielsweise durch die Vorwärtsbewegung eines Galvanometerscanners (vgl. Kapitel 4.3) relativ zu einer fixierten Probe realisiert werden. Der Pulsabstand wird mit Formel

3.11 berechnet, wobei v_s der Strahlablenggeschwindigkeit und f_{rep} der Pulsrepetitionsrate entspricht. Daraus folgt der Puls-zu-Puls-Überlapp bei quadratischer Näherung aus der Formel 3.12, wobei d_f dem Fokusbereich an der Stelle $1/e^2$ entspricht.

$$PA = \frac{v_s}{f_{\text{rep}}} \quad (3.11)$$

$$P_{\text{Überlapp}} = 1 - \frac{PA}{d_f} \quad (3.12)$$

Bei hohen Repetitionsraten im Bereich mehrerer kHz bis MHz kühlt sich das Material zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen nicht mehr ab, sondern heizt sich durch die schnelle Pulsfolge makroskopisch auf. Trotz einer Pulsdauer im Femto- bis Pikosekundenbereich kommt es zu Wärmeakkumulation. Beim 2D oder 2,5D Oberflächenstrukturieren, wo in der Regel solche thermischen Effekte vermieden werden müssen, wird daher ein Pulsabstand eingestellt, der größer als der halbe Fokusbereich ist. Das führt zu einem Puls-zu-Puls-Überlapp von unter 50 %. Neben dem Effekt der Wärmeakkumulation muss auch berücksichtigt werden, dass insbesondere bei Repetitionsraten im MHz-Bereich Streuabsorption am verdampften Material auftreten kann. Das heißt, dass ein Laserpuls nicht komplett die Werkstückoberfläche erreicht, sondern zuvor von Materialdampf des vorigen Pulses teilweise absorbiert wird. Somit steht dem Abtragsprozess nicht die komplette Laserleistung zur Verfügung [62, 63].

3.4 Wechselwirkung von Laserstrahlung und Materie

Im folgenden Kapitel werden zunächst grundlegende Phänomene und Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Materie beschrieben, wobei insbesondere auf das Absorptionsverhalten und die thermische Wechselwirkung eingegangen wird. Diese Mechanismen werden im Anschluss speziell für Silizium detailliert beleuchtet. Abschließend wird die Laserstrahlung als Werkzeug in den Kontext anderer Fertigungstechnologien, entsprechend DIN-Norm, eingeordnet.

3.4.1 Absorptionsverhalten

Eine Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Materie kann nur dann entstehen, wenn ein Teil der im Laserstrahl enthaltenen Energie auf das Werkstück übergeht. Dieser Teil wird als absorbiert (A) bezeichnet. Demgegenüber wird der restliche Teil entweder reflektiert (R)

oder transmittiert (T') und steht somit dem Abtragsprozess nicht zur Verfügung. Dabei gilt die Beziehung:

$$R + R' + T' = 1 \quad (3.13)$$

Für viele Anwendungen, vor allem im Bereich der Metallbearbeitung und teilweise auch in der Halbleiterbearbeitung, kann die Transmission vernachlässigt werden. Dann kann die Absorption als Komplementär des Reflexionsgrades bestimmt werden, der bei senkrechtem Einfall von Laserstrahlung lautet

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (3.14)$$

Dabei sind der Brechungsindex n und der Absorptionsindex k zu berücksichtigen [57]. Beide Größen werden spezifisch für Silizium, auch im Zusammenhang mit der Temperaturabhängigkeit, im Kapitel 3.4.3 erläutert. Die Verteilung der im Material deponierten Energie in vertikaler Richtung (z -Richtung) folgt der Dämpfung der elektromagnetischen Welle und kann durch das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben werden [14]

$$E(z) = E_0 \cdot e^{-\alpha_A z} \quad (3.15)$$

E_0 ist die oberflächlich absorbierte Energie, z die zunehmende Tiefe im Material und α_A der Absorptionskoeffizient, der sich durch Formel 3.16 berechnen lässt und somit abhängig vom Absorptionsindex k und der Wellenlänge λ der einfallenden Laserstrahlung ist.

$$\alpha_A = \frac{4\pi k}{\lambda} = \frac{1}{l_a} \quad (3.16)$$

Der Kehrwert des Absorptionsindex wird als optische Eindringtiefe l_a bezeichnet und ist in der Tiefe definiert, in der die ursprüngliche Intensität auf den Wert von $1/e$ abgefallen ist. Die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Strahlung und Materie kann auf verschiedenen Modellebenen, z. B. anhand von quantenoptischen Theorien erklärt werden. Diese Thematik wird grundlegend in den Werken von Drude [66] und Kanayama [65] beschrieben.

3.4.2 Thermische Durchdringung

Die im Material absorbierte Laserstrahlung wird größtenteils von den Elektronen aufgenommen, da das Atomgitter (Ionen) zu träge ist, um auftreffende hochdynamische Photo-

nen direkt zu absorbieren. Durch Kollision von Elektronen mit Ionen entsteht eine gerichtete Schwingung der Ionen und schließlich Wärme. Diese Thermalisierung der Elektronen ist nach etwa 100 fs abgeschlossen. Eine Erwärmung der Gitterstruktur und somit des eigentlichen Materials ist nur indirekt durch Interaktion mit den zuvor aufgeheizten Elektronen möglich [60]. Durch eine Vielzahl an Stößen wird über einen definierten Zeitraum, der als Relaxationszeit beschrieben wird, eine Gleichgewichtstemperatur erreicht. Die Relaxationszeit ist ein materialabhängiger Parameter und liegt für die meisten Metalle im Bereich von wenigen Pikosekunden und für Silizium bei etwa 300 fs [68, 69].

Für die Berechnung der Materialtemperatur infolge einer Bestrahlung mit gepulster Laserstrahlung, mit Pulsdauern in der Größenordnung der Relaxationszeit (ultrakurze Pulsdauern), muss der Relaxationsvorgang berücksichtigt werden. Dies erfolgt in einfacherer Näherung durch die Einführung eines Zwei-Temperatur-Modells [15]. Dabei wird zwischen Elektronen- und Phononentemperatur unterschieden, die mit zwei gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben werden:

$$c_e \frac{dT_e}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + S - \mu (T_e - T_p) \quad (3.17)$$

$$c_p \frac{dT_p}{dt} = \mu (T_e - T_p) \quad (3.18)$$

c_e und c_p sind die Wärmekapazitäten des Elektronen- bzw. des Phononen-System, κ_e die thermische Leitfähigkeit des Elektronensystems, S die eingebrachte optische Energie, μ die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante und T_e und T_p die Temperaturen der zwei Systeme [15]. Für Laserstrahlquellen mit Pulsdauern weit oberhalb der Relaxationszeit, kann die zeitliche Verzögerung zwischen Energieeinkopplung und Energieübertragung vernachlässigt werden. Stattdessen kann mit klassischer Wärmeleitung gemäß dem Fourierschen Gesetz gerechnet werden. Entsprechend der Wärmeleitungseigenschaften des Werkstoffs ist dann die Wärmeeindringtiefe definiert nach:

$$l_{th} = \sqrt{\frac{4\kappa\tau}{c_p\rho}} \quad (3.19)$$

Mit κ_M als thermische Leitfähigkeit, $c_{p,M}$ als Wärmekapazität, ρ als Dichte und τ als Pulsdauer. Die Wärmeeindringtiefe ist ein Maß dafür, wie steil nach Ende der Pulsdauer τ der Gradient des Temperaturabfalls in der Materialtiefe ist. Dabei ist die Abschätzung der Wärmeeindringtiefe über die Berechnung nach Formel 3.19 nur bis zu minimalen Pulsdauern

von $\tau = 10$ ps gültig. Für kleinere Pulsdauern liegen andere Energieabsorptionsprozesse vor, da aufgrund der hohen Pulsspitzenleistung die angeregten Elektronen tiefer in das Material eindringen. Die Wärmeeindringtiefe wird als konstant angenommen [71-73].

3.4.3 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Silizium

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Silizium als Halbleiter erläutert. Als erstes wird dabei auf die typische Bandstruktur von Silizium eingegangen. Wie bereits in Kapitel 3.1 erwähnt, befinden sich in Halbleitern und somit auch in Silizium freie Elektronen nur im Leitungsband. Im Valenzband sind alle Elektronen fest im Atomgitter verankert. Durch Zufuhr von Energie in thermischer oder optischer Form können Elektronen über die Bandlücke in das Leitungsband befördert werden, wodurch im Valenzband ein Loch entsteht. Dieser Vorgang wird Interbandabsorption bezeichnet [27, 74]. Abbildung 9 zeigt die Bandstruktur von Silizium mit dem Leitungsband (oben) und dem Valenzband (unten). Um ein Elektron anzuregen und in das Leitungsband anzuheben, bedarf es einer definierten diskreten Energie. Im Fall der optischen Anregung durch Laserstrahlung muss die Energie eines Photons mindestens genau so groß wie die Bandlücke sein. Der Zusammenhang zwischen Wellenlänge λ und der Photonenenergie ist in Formel 3.20 gezeigt. Das Formelzeichen h bezeichnet dabei die Planck-Konstante, die $6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s entspricht. Das Formelzeichen c entspricht der Lichtgeschwindigkeit von $3 \cdot 10^8$ m/s.

$$E_{\text{Photon}} = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (3.20)$$

Die Umrechnung einer Energie in der Einheit Joule (J) in die Einheit Elektronenvolt (eV) erfolgt anhand von Formel 3.21.

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (3.21)$$

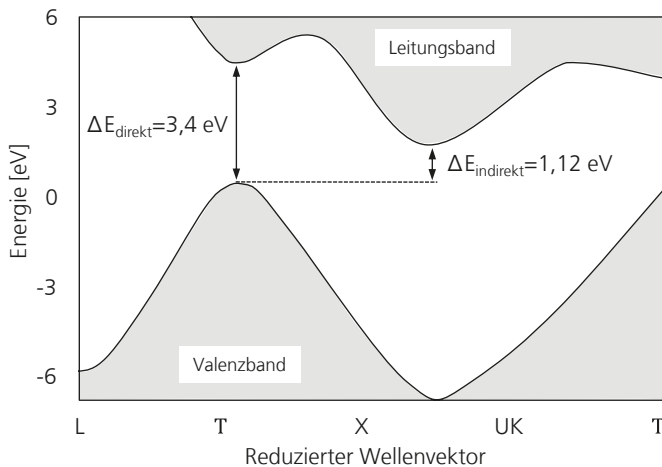


Abbildung 9: Bandstruktur von Silizium mit Valenz- und Leitungsband. Eingezeichnet sind der direkte Bandübergang mit einer Energiedifferenz von 3,4 eV und der indirekte Bandübergang mit einer Energiedifferenz von 1,12 eV [27, 75]

Wie in Abbildung 9 dargestellt, gibt es dabei eine senkrechte Verbindung zwischen Valenz- und Leitungsband: die direkte Bandlücke mit einer Energiedifferenz von 3,4 eV. Für einen direkten Bandübergang muss im Falle von Einzelphotonenanregung die Wellenlänge unter Berücksichtigung von Formel 3.19 kleiner als 390 nm sein. Eine Änderung des Wellenvektors ist nicht erforderlich. Bei ausreichend hohen Spitzenintensitäten sind auch Multiphotonenprozesse, wie Zweiphotonen- oder Dreiphotonenprozesse möglich. Dafür muss die Photonendichte zeitlich und räumlich ausreichend hoch sein, um die Wahrscheinlichkeit für solche Prozesse zu erhöhen. Neben direkten Bandübergängen sind auch indirekte Bandübergänge möglich, wofür eine Energiedifferenz von 1,12 eV notwendig ist. Diese Energiedifferenz entspricht gemäß Formel 3.19 einer Wellenlänge von 1110 nm.

Wie in der Abbildung zu erkennen ist, liegen das Maximum im Valenzband und das Minimum im Leitungsband verschoben auf der Achse des reduzierten Wellenvektors. Für eine indirekte Absorption reicht die Beteiligung eines Photons alleine nicht aus. Der Richtungsimpuls muss zwingend durch die Assistenz eines Phonons angestoßen werden [75]. Phononen beschreiben elementare oder kollektive Anregungen der Gitterschwingungen eines

Festkörpers und können als Quasiteilchen verstanden werden [75]. Mit steigender Temperatur sind mehr Phononen vorhanden und die Wahrscheinlichkeit für einen indirekten Bandübergang steigt entsprechend an. Somit wird deutlich, dass durch Steigerung der Werkstücktemperatur der Absorptionsgrad, insbesondere im Wellenlängenbereich von 1 Mikrometer, erhöht werden kann. Grundsätzlich ist aber der direkte Bandübergang einfacher zu bewerkstelligen, was sich in der Charakteristik des Absorptionskoeffizienten oder auch der Reflektivität zeigen wird. Die Elektronen, die über die direkte oder indirekte Bandlücke ins Leitungsband angehoben wurden, liegen dort als freie Ladungsträger vor und ermöglichen einen Absorptionsprozess ähnlich wie bei Metallen. Neben diesen Anregungsprozessen, die zu freien Elektronen führen, müssen auch Verlustprozesse, wie Rekombinationsprozesse berücksichtigt werden. Im Falle der Auger-Rekombination geben Elektronen ihre Energie durch Stöße an andere Elektronen weiter und fallen selbst zurück ins Valenzband [27].

Abbildung 10 zeigt auf der linken Seite den Absorptionskoeffizienten für einen Wellenlängenbereich von 200 bis 1000 nm [75]. Im niedrigen Wellenlängenbereich von bis zu etwa 390 nm liegt der Absorptionskoeffizient annähernd konstant bei $1 \cdot 10^6$ 1/cm. Dieser Umstand ist darauf zurückzuführen, dass bedingt durch die kleine Wellenlänge und die entsprechend hohen Photonenenergien, die direkte Bandlücke der dominierende Absorptionsmechanismus ist.

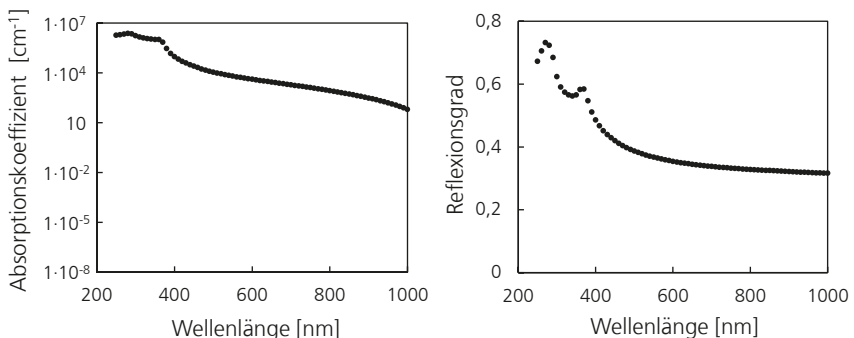


Abbildung 10: Verlauf des Absorptionskoeffizienten (links) und der Reflektivität (rechts) für Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge bei Raumtemperatur [75]

Mit zunehmender Wellenlänge nimmt der Absorptionskoeffizient kontinuierlich ab und beträgt im Bereich der grünen Wellenlänge (532 nm) mit $1 \cdot 10^4 \text{ 1/cm}$ bereits zwei Größenordnungen weniger, was bedeutet, dass einfallende Laserstrahlung hundertmal tiefer in das Material eindringt. Für eine Wellenlänge von 1000 nm beträgt der Absorptionskoeffizient schließlich noch etwa 10 1/cm . Im rechten Teil der Abbildung ist der Reflexionsgrad über der Wellenlänge im Bereich von 200 nm bis 1000 nm gezeigt. Bei einer Wellenlänge von 250 nm ist der Reflexionsgrad mit einem Wert von 75 % maximal. Bei einer Wellenlänge von 390 nm, der Bereich der direkten Bandlücke, ergibt sich ein zweites Maximum des Reflexionsgrads in Höhe von ca. 60 %. Im grünen Wellenlängenbereich bei 532 nm werden 38 % der einfallenden Strahlung reflektiert. Danach ist nur noch eine leichte Abschwächung der Reflektivität zu beobachten, die asymptotisch gegen ein Wert von 35 % läuft.

Abbildung 11 zeigt den Verlauf des Brechungsindex n und des Absorptionsindex k für verschiedene Temperaturen in Abhängigkeit der Wellenlänge. Beide Indizes zusammen definieren den Reflexionsgrad und die optische Eindringtiefe eines Materials (vgl. Kapitel 3.4.1). Im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1064 nm ist eine positive Korrelation des Brechungsindex mit steigender Temperatur erkennbar. Beispielsweise beträgt der Brechungsindex 3,5 bei einer Wellenlänge von 1064 nm und Raumtemperatur. Eine Anhebung der Temperatur auf 850 °C bewirkt eine Steigerung des Brechungsindex um 12 % auf 3,9. Im Falle von schmelzflüssigen Silizium beträgt der Brechungsindex 4,2. Ein genau gegensätzliches Verhalten ist bei einer Wellenlänge von 355 nm zu erkennen. Dort beträgt der Brechungsindex 5,6 bei Raumtemperatur und sinkt bei Erwärmung der Probe auf 850 °C auf den Wert 4,9. Bei weiterer Erwärmung und Phasenumwandlung in flüssiges Silizium fällt der Brechungsindex massiv ab und beträgt 1,9. Die größte Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit einer Temperaturänderung liegt im Bereich der direkten Bandlücke bei einer Wellenlänge von 390 nm. Hier beträgt der Brechungsindex 7 bei Raumtemperatur und fällt bei Erwärmung auf eine Temperatur von 850 °C auf den Wert von 5,1 ab. Die Werte für den Absorptionsindex liegen bei Raumtemperatur über einen Wellenlängenbereich von 355 nm bis 1064 nm größtenteils unter dem Brechungsindex. Bei 1064 nm und Raumtemperatur beträgt der Absorptionsindex 0 und eine Temperatursteigerung auf 850 °C führt Absorptionsindex von 0,3. Für flüssiges Silizium liegt der Wert höher bei 5,9. Im UV-Wellenlängenbereich bei 355 nm und Raumtemperatur beträgt der Absorptionsindex 3. Bei Erhöhung der Temperatur steigt dieser Wert nur marginal auf 3,1 an. Bei Überschreitung

der Schmelztemperatur schließlich ergibt sich eine Steigerung und der Wert der Absorptionsindex beträgt 4,3.

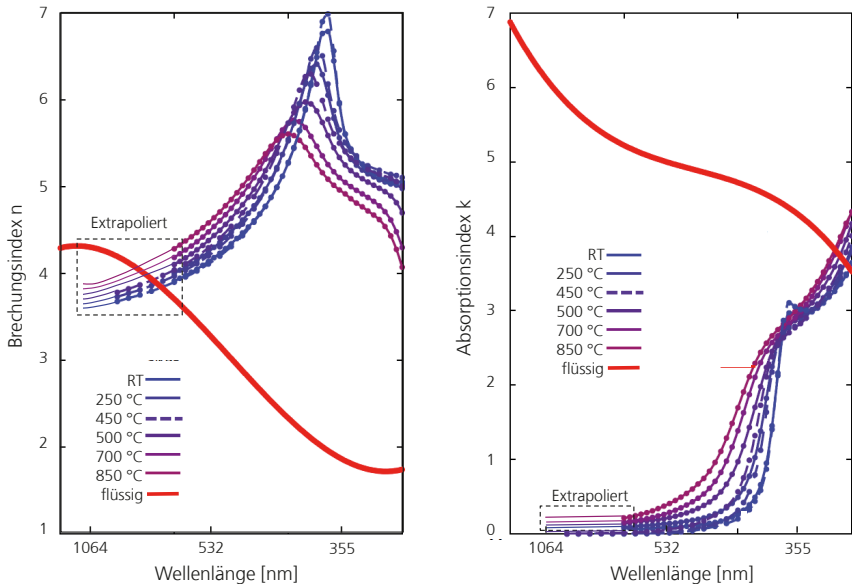


Abbildung 11: Verlauf des Brechungsindex n (links) und des Absorptionsindex k (rechts) für Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge bei unterschiedlichen Temperaturen [76, 77]. Mit freundlicher Unterstützung von U. Eppelt und P. Jost

Beim Abtrag mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung wird davon ausgegangen, dass die Abtragstiefe pro Puls logarithmisch vom Quotienten der aufgebrauchten Spitzenintensität I_0 und der Schwellintensität I_s für Abtrag abhängig ist [78, 79, 80]. Für die Abtragstiefe z_{abl} gilt der Zusammenhang

$$z_{abl} = \delta \cdot \ln\left(\frac{I_0}{I_s}\right) \quad (3.22)$$

Dabei beschreibt δ eine Eindringtiefe, die im geringen Intensitätsbereich nahe der Schwellintensität gemäß der Literatur oft der optischen Eindringtiefe gleichgesetzt wird. Bei hohen Intensitäten, die einige Größenordnungen über der Abtragsschwelle liegen, dringen die Elektronen aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie tiefer in das Material ein und die

Abtragstiefe nimmt zu [72, 79]. Grundsätzlich können zwei unterschiedliche Abtragsregime identifiziert werden: Ein athermisches Abtragsregime bei schwellnahen Intensitäten und ein thermisches Abtragsregime bei hohen Intensitäten. Die Existenz der beiden Abtragsregime kann auf unterschiedliche Absorptionsmechanismen zurückgeführt werden. Ab einer materialspezifischen Intensität ist die Elektronendichte im Material so hoch, dass die direkte Kollision zwischen Elektronen zum dominanten Relaxationsprozess wird. Statt neue Elektronen aus dem Atomgitter ins Leitungsband zu heben, wird die einfallende Energie unmittelbar durch die freien Elektronen, die als Plasma bzw. Elektronenwolke zu betrachten sind, absorbiert. Durch diesen Prozess entwickelt sich Wärme, die die Abtragsrate positiv beeinflusst [78-80].

3.4.4 Einordnung des Sublimationsschneiden in die Fertigungsverfahren

Laserstrahlung als Schneidwerkzeug wird wie alle anderen Fertigungsverfahren gemäß DIN Norm 8580 kategorisiert (vgl. Anhang 10.3). Dabei wird unterschieden nach Urformen (Zusammenhalt schaffen), Umformen (Zusammenhalt beibehalten), Trennen (Zusammenhalt vermindern), Fügen (Zusammenhalt vermehren), Beschichten (Zusammenhalt vermehren) und Stoffeigenschaften ändern [81]. Das Laserschneiden wird dem Trennen zugeordnet, bei dem das Werkstück durch Aufheben des Werkstückzusammenhalts an der Bearbeitungsstelle geändert wird. In der Verfahrensgruppe Trennen wird weiterhin nach Zerteilen, Spanen mit geometrisch bestimmter und unbestimmter Schneide, Abtragen, Zerlegen und Reinigen unterschieden. Das Abtragen bezeichnet alle Fertigungstechniken, die Werkstückschichten und -teile abtrennen und entfernen ohne dabei mechanische Kräfte aufzubringen und beinhaltet somit auch das Laserschneiden [81]. Abtragen wird gemäß DIN 8590 weiter aufgeschlüsselt nach der Art des Trennvorgangs, wobei zwischen thermischem, chemischem und elektrochemischem Abtragen unterschieden wird (vgl. Anhang 10.3). Laserschneiden zählt zu den thermischen Abtragsverfahren. Das Sublimationsschneiden ist vom Brenn- und Schmelzschnneiden dadurch abzugrenzen, dass ein Großteil des Materials dampfförmig abgetragen wird und der entstehende Dampfdruck zudem je nach Prozessführung weitere schmelzflüssige Partikel mit aus der Schnittfuge treibt. Da je nach zu bearbeitendem Material nicht unbedingt ein direkter Übergang vom festen in den gasförmigen Aggregatzustand zu erwarten ist, wird das Verfahren oftmals auch als „Laser-Verdampfungsschneiden“ bezeichnet. Im Gegensatz zum Schmelzschnneiden wird in der

Regel das Prozessgas lediglich als reaktionsarmes Schutzgas zur Vermeidung der Schädigung der optischen Komponenten eingesetzt. Zur großteiligen Verdampfung des Materials ist eine hohe örtliche und zeitliche Leistungsdichte notwendig, die den Einsatz gepulster Strahlquellen mit hohen Pulsspitzenleistung erfordert. Bei Verwendung von Kurzpuls- oder Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen ist der Abtrag pro Schicht in der Regel so klein, dass eine sogenannte Multipass-Strategie zum Einsatz kommt.

4 Experimentelle Grundlagen

Die Beschreibung der experimentellen Grundlagen beinhaltet einerseits die verwendeten experimentellen Methoden, wie der Methode zur Bestimmung der Abtragsschwelle nach Liu [82], als auch die Definition der verwendeten Strahlquellen und Strahlablenksysteme. Zudem wird der eingesetzte Analogieversuch erklärt und schließlich eine statistische Analyse der Einflussfaktoren durchgeführt.

4.1 Methode zur Ermittlung der Abtragsschwelle

Zur Bestimmung der Schwellintensität für Abtrag, die notwendig ist um auf der Oberfläche eines Materials einen Abtrag zu induzieren, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Alle Methoden haben gemeinsam, dass der Schwellwert selbst nie direkt gemessen werden kann, sondern immer auf Basis anderer Messwerte extrapoliert werden muss. Eine weit verbreitete Methode wurde von J M Liu 1982 entwickelt [82]. Dabei werden durch Einzelpulsabtrag erzielte Abtragsgeometrien auf Ihren Durchmesser hin vermessen und mit der verwendeten Pulsenergie in Beziehung gesetzt. Abbildung 12 zeigt exemplarisch diese Vorgehensweise, bei der zunächst, wie rechts dargestellt, die Geometrie eines Einzelpulsabtrages vermessen wird und anschließend quadriert auf der Ordinate über der Spitzenintensität in logarithmischem Maßstab aufgetragen wird. Anschließend wird auf Basis der Messwerte eine lineare Regression durchgeführt und schließlich kann die Abtragsschwelle als Schnittpunkt mit der Abszisse bestimmt werden (vgl. eingekreister Schnittpunkt in Abbildung 12).

Diese Methode setzt voraus, dass es sich bei der verwendeten Strahlquelle um eine Strahlquelle im Grundmode mit Strahlqualität $M^2 = 1$ handelt. Da dies in Realität nicht möglich ist, muss an stattdessen die Strahlqualität höchstmöglich sein, um ein präzises und belastbares Ergebnis der Abtragsschwelle zu erhalten. Je schlechter die Strahlqualität im Experiment ist, desto ungenauer ist die bestimmte Abtragsschwelle. Weitere Fehlerquellen liegen in der Ungenauigkeit der Messung der Laserleistung, des Strahldurchmessers und der Abtragsgeometrie, die zu Abweichungen der Messkurve von einer idealen Geraden führen. Durch eine sorgfältige Versuchsdurchführung und eine ausreichende statistische Absicherung der Messwerte können die oben genannten Fehlerquellen auf ein Minimum reduziert werden.

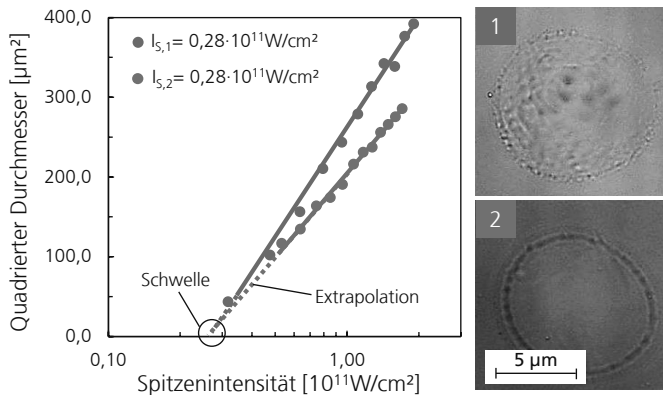


Abbildung 12: Exemplarische Darstellung der Vorgehensweise zur Bestimmung der Abtragsschwelle nach Liu [82]

4.2 Verwendete Laserstrahlquellen

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen kommen drei verschiedene UKP-Laserstrahlquellen und zwei unterschiedliche CW-Laserstrahlquellen zum Einsatz um den vollständigen Parameterraum untersuchen zu können. Die Laserstrahlquellen sind jeweils in einem eigenen experimentellen Aufbau installiert, der nicht immer alle notwendigen Variationsmöglichkeiten der Prozessparameter zulässt. Für die Untersuchungen werden somit unterschiedliche Laserstrahlquellen und Aufbauten eingesetzt, die sich teilweise in ihrem Parameterbereich überschneiden. Die drei UKP-Laserstrahlquellen decken einen Wellenlängenbereich von ultraviolett (343 nm, 355 nm), über grün (514 nm, 532 nm) bis zum infraroten (1028 nm, 1064 nm) ab. Mit verfügbaren Pulsenergien von maximal 150 µJ und Fokussdurchmessern von 11 µm bis 30 µm kann bei einer Pulsdauer von 10 ps maximal eine Spitzenintensität von $3,2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ erreicht werden. Bei allen UKP-Strahlquellen ist zudem die Repetitionsrate mit einem externen Modulator unabhängig von der Pulsdauer und Pulsenergie teilbar, um somit beliebige Pulsabstände einzustellen.

Eigenschaften	Laserstrahlquelle				
	1	2	3	4	5
Hersteller	Coherent	Coherent	LightCon	Northrop	IPG
Modell	Rapid	HyperRapid	Pharos	RBA 100	YLS 100 LP
Wellenlänge [nm]	1064	355, 532, 1064	343, 514, 1028	1064	1070
Pulsdauer [ps]	10	10	0,2-20	CW	CW
Beugungsmaßzahl	< 1,3	< 1,3	< 1,1	Multimode	< 1,3
Mittlere Leistung [W]	10	50	12	100	100
Max. Repetitionsrate [kHz]	200	1.000	500	-	-
Max. Pulsenergie [μJ]	150	125	120	-	-
Fokusedurchmesser [μm]	15	11-30	15	100	40

Tabelle 6: Übersicht der eingesetzten Laserstrahlquellen. Strahlquellen 1 - 3: Ultrakurz gepulste Laserstrahlquellen. Strahlquellen 4 und 5: CW-Laserstrahlquellen zur Probenvorwärmung

4.3 Verwendete Systemaufbauten

Die in Kapitel 4.2 aufgeführten Strahlquellen werden zusammen mit unterschiedlichen Systemaufbauten eingesetzt. Grundsätzlich unterscheidet sich die Art der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Probe, die entweder durch einen Galvanometerscanner oder über ein Achssystem realisiert wird (vgl. Abbildung 13).

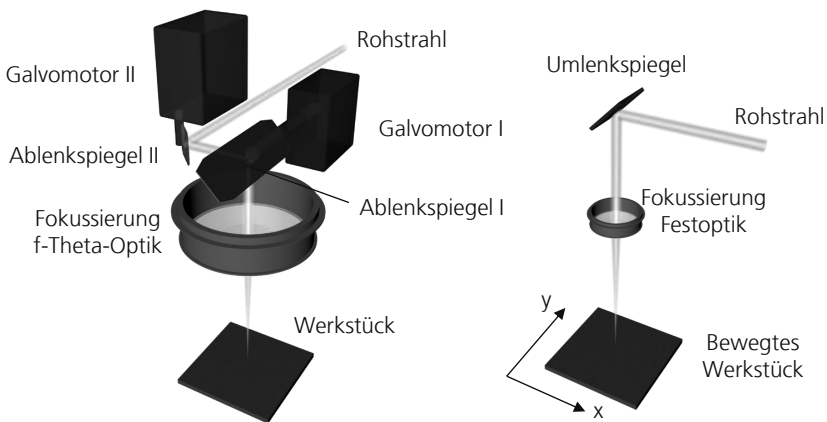


Abbildung 13 Vergleich der Relativbewegung zwischen Werkstück und Laserstrahl mittels Galvanometerscanner (links) und einer Festoptik in Kombination mit bewegten Achsen (rechts)

Aufgrund der Massenträgheit der bewegten Achsen, ist bei Repetitionsraten im Bereich von mehreren hundert Kilohertz bis Megahertz nur noch der Einsatz von Galvanometerscannern sinnvoll, um thermische Akkumulationseffekte zu vermeiden. Der wesentliche Unterschied zwischen einem Galvanometerscanner und einem Achssystem besteht darin, dass bei einem Galvanometerscanner die Strahlbewegung mittels zweier hochdynamischer galvanometrischer Antriebe vor der Fokussierung stattfindet. Daher passiert der Laserstrahl die Fokussieroptik, je nach Auslenkwinkel des Strahls, außermittig und es ist eine Korrektur der Fokusposition in z-Richtung, eine sogenannte Planfeldkorrektur notwendig. Diese kann entweder über eine spezielle Planfeldoptik (f-Theta-Optik) oder über eine dynamische optische z-Achse realisiert werden.

Demgegenüber verläuft der Strahlengang bei der Fokussierung mit einer Festoptik immer durch die optische Achse und die Relativbewegung wird durch die Bewegung des Werkstücks realisiert. Entsprechend gering ist die Dynamik dieser Variante, bei der in der Regel maximale Verfahrensgeschwindigkeiten von 2 m/s erreicht werden. Im Vergleich dazu sind mit einem Galvanometerscanner Ablenkgeschwindigkeiten von mehreren Metern pro Sekunde erreichbar. Unabhängig davon, ob ein Galvanometerscanner oder eine Festoptik mit Achssystem eingesetzt wird, befindet sich die Fokuslage immer auf der Probenoberfläche. Die Einhaltung dieser Randbedingung wird über eine Suche der Fokuslage, z. B. durch Abtragsversuche bei Variation der z-Position der Probe relativ zur Fokussieroptik, regelmäßig sichergestellt. Die für den Abtragsprozess wirksame Spitzenintensität kann somit immer über die Formel 3.2 und Formel 3.7 ausgerechnet werden. Eine Anpassung der Fokusebene mit fortschreitender Abtragstiefe wurde im Rahmen von Voruntersuchungen, in Bezug auf eine Erhöhung des Aspektverhältnisses, als nicht zielführend identifiziert. Zwar kann durch die Anpassung der z-position die erreichbare Abtragstiefe erhöht werden, aber dies geht mit einer überproportional steigenden Abtragsbreite einher. Denn an der Eintrittsapertur der Abtragsgeometrie wirkt nach Anpassung der z-Position nicht mehr die Strahltille, sondern ein größerer Wirkungsquerschnitt. Zudem sind Abschattungseffekte möglich.

4.4 Erklärung des Analogieversuches und der Probenaufbereitung

Für die meisten Anwendungen im Bereich der Elektronik und Leuchtmittel sind Siliziumchips mit einer Materialstärke im Bereich von etwa 100 µm relevant. Allerdings sind die Proben-

handhabung und die Analysemöglichkeiten bei dieser geringen Materialstärke stark eingeschränkt. Die Probenpräparation ist aufgrund der geringen Stabilität des dünnen Materials mit hohem Ausschuss verbunden. Die Bearbeitungskräfte beim Schleifen schädigen das empfindliche Material und eine reproduzierbare Vermessung der Abtragsgeometrie ist nicht möglich. Zudem liegt die messbare Abtragstiefe maximal bei der Materialstärke und es ist nicht nachweisbar, ob unter Umständen auch größere Abtragstiefen möglich sind. Diese Argumente legen nahe, einen Analogieversuch einzusetzen, der die zuvor genannten Nachteile umgeht. Der Großteil der experimentellen Abtragsuntersuchungen in dieser Arbeit wird daher an Siliziumsubstraten mit einer Materialstärke von 500 μm durchgeführt. Da diese Materialstärke im Rahmen der Versuche nie komplett geschnitten wird, sondern immer nur Abtragsgräben entstehen, werden nachfolgend die Begriffe Schnittfuge und Abtragsgeometrie, Schnitttiefe und Abtragstiefe und Schnittbreite und Abtragsbreite synonym verwendet. Abbildung 14 zeigt auf der rechten Seite die Probenaufbereitung und die Analysemöglichkeiten des Analogieversuchs im Vergleich zum standardmäßigen Vorgehen mit Siliziumwafern mit einer Materialstärke von 120 μm auf der linken Seite.

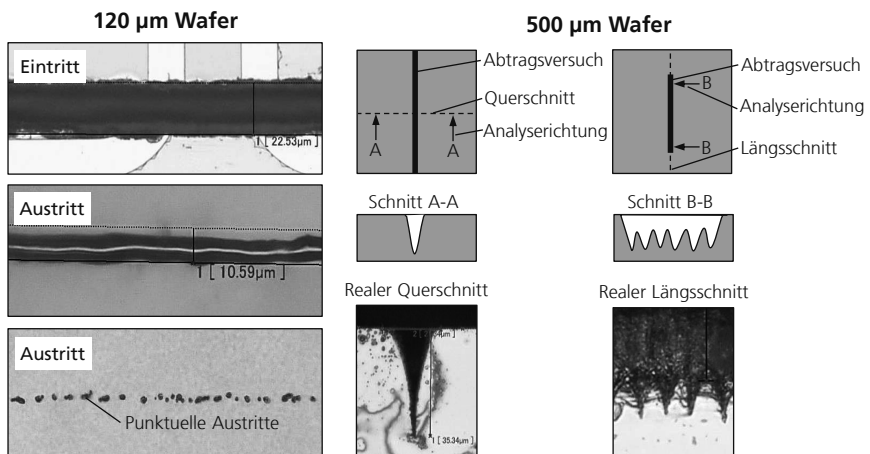


Abbildung 14: Probenaufbereitung und Analysemöglichkeiten bei Wafern mit einer Materialstärke von 120 μm (links) und Wafern mit einer Materialstärke von 500 μm (rechts)

Wenn ein Abtragsversuch senkrecht zur Versuchsrichtung aufbereitet und analysiert wird (vgl. Schnitt A-A), handelt es sich um einen Querschnitt. Im Querschnitt kann die Abtragsgeometrie mit hoher Genauigkeit vermessen werden. Während der Probenpräparation wird dieser Querschnitt zunächst mechanisch anhand von Sollbruchstellen, durchgeführt. Wenn der Bruch exakt senkrecht zur Versuchsrichtung verläuft und die Bruchkante fehlerfrei ist, kann auf eine metallografische Prozessierung durch Einbetten und Querschleifen verzichtet werden. Da die Bruchqualität aber nicht immer ausreichend für eine reproduzierbare Messung ist, werden etwa 30 % der Proben anschließend quergeschliffen. Im Kapitel der experimentellen Untersuchungen werden quergeschliffene Proben explizit als solche bezeichnet.

Wenn ein Abtragsversuch parallel zur Versuchsrichtung aufbereitet und analysiert wird handelt es sich um einen Längsschnitt (vgl. Schnitt B-B). Anhand von Längsschnitten kann die Abtragstiefe selbst und deren Schwankungen entlang der Versuchsrichtung analysiert werden. Zudem können Rückschlüsse auf die Oberflächentopographie auf den Flanken der Abtragsgeometrie gezogen werden. Längsschnitte werden grundsätzlich nur mechanisch über Sollbruchstellen präpariert und nicht geschliffen. Im Vergleich zu den ausführlichen Analysemöglichkeiten bei einer Materialstärke der Proben von 500 μm , sind bei einer Materialstärke von 120 μm nur Teilinformationen erhältlich. Die Abtragscharakteristik in Form der variierenden Abtragstiefe zeigt sich dabei in Form von punktuellen Durchbrüchen auf der Rückseite (vgl. Abbildung 14 links unten). Auch die positiv konische, kelchförmige Schnittfuge lässt sich bei Wafern mit einer Materialstärke von 120 μm anhand der unterschiedlich groß ausgeprägten Eintritts- und Austrittsabmessungen grundsätzlich nachweisen. Anhand der Ansichten auf die Waferoberseite und Waferunterseite (vgl. Abbildung 14 links oben und mitte) kann die Abtragsbreite am Eintritt und Austritt diskret gemessen werden. Informationen über den Verlauf der Schnittfuge im Materialvolumen sind allerdings nicht verfügbar.

Bevor der oben beschriebene Analogieversuche zum Einsatz kommt, wird die Vergleichbarkeit der Abtragsergebnisse bei den beiden unterschiedlichen Materialstärken von 120 μm und 500 μm sichergestellt. Dabei werden Versuchsergebnisse bei den folgenden Prozessparametern verglichen: Laserwellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Fokusedurchmesser 11 μm , Repetitionsrate 400 kHz. Auf Basis dieser Parameter werden zwei unterschiedliche Intensitäts- und Pulsabstandsregime untersucht. Einerseits wird eine Pulsenergie von 2 μJ ,

aus der eine Spitzenintensität von $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ folgt, betrachtet. Dabei beträgt die Strahlablengeschwindigkeit 2 m/s , was zu einem Pulsabstand von $5 \text{ }\mu\text{m}$ führt. Andererseits wird eine Pulsenergie von $6 \text{ }\mu\text{J}$, aus der eine Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ folgt, untersucht. In diesem Fall beträgt die Strahlablengeschwindigkeit $0,5 \text{ m/s}$, was zu einem Pulsabstand von $1,2 \text{ }\mu\text{m}$ führt. Bei der ersten Parameterkombination handelt es sich um ein Abtragsregime, bei dem weder aus der verwendeten Spitzenintensität, noch aus der Wahl des Pulsabstandes thermische Effekte zu erwarten sind. Im Gegensatz dazu, wird bei der zweiten Parameterkombination aus der hohen Spitzenintensität im Zusammenhang mit dem verhältnismäßig kleinen Pulsabstand in Höhe von $10 \text{ }\%$ des Fokusedurchmessers, thermische Interaktion zwischen dem Laserstrahl und der Probe erwartet.

Bei beiden Parameterkombinationen fällt auf, dass die Abtragstiefe bei einer Materialstärke von $120 \text{ }\mu\text{m}$ durchgehend tiefer ist. Bei der ersten Parameterkombination beträgt dieser Abstand $3 \text{ }\mu\text{m}$ und bei der zweiten Parameterkombination liegt dieser Wert bei $6 \text{ }\mu\text{m}$. Diese systematische Abweichung der Abtragstiefe in Abhängigkeit der Materialstärke kann auf das, im Fall von $120 \text{ }\mu\text{m}$ Materialstärke, kleinere Materialvolumen und somit eine geringere Wärmekapazität und dementsprechende Fähigkeit der Wärmeableitung zurückgeführt werden. Während bei einer Materialstärke von $500 \text{ }\mu\text{m}$ ausreichend Volumen um die Schnittfuge vorhanden ist, welches die entstehende Wärme aufnehmen kann, kommt es bei Wafern mit einer Materialstärke von $120 \text{ }\mu\text{m}$ zu einem Wärmestau. Dieser Arbeit vorausgegangene Simulationsrechnungen der Oberflächentemperatur ergeben, dass je nach Parameterkombination dieser Temperaturunterschied in Abhängigkeit der Materialstärke über $100 \text{ }^\circ\text{C}$ betragen kann. Abschließend kann davon ausgegangen werden, dass mit dem Analogieversuch das Abtragsverhalten von Wafern mit kleinerer Materialstärke ausreichend gut nachgebildet werden kann. Die Abweichungen der Abtragstiefe liegen im einstelligen Prozentbereich und sind systematisch.

4.5 Statistische Analyse der Einflussfaktoren

Um im Rahmen der experimentellen Untersuchungen zu vermeiden, dass jeder Versuch mehrfach ausgeführt und anschließend an vielen Stellen entlang der Schnittfuge ausgewertet werden muss, erfolgt im Voraus eine statistische Analyse der Einflussfaktoren und deren Auswirkung auf die Prozessstabilität. Ziel ist, bereits im Vorhinein Aussagen über

statistische Schwankungen der Messwerte treffen zu können. Als Bewertungskriterien werden die Abtragsbreite und Abtragstiefe analysiert, aus denen das Aspektverhältnis folgt. Die Untersuchung der Prozessstabilität erfolgt anhand ausgewählter Eckpunkte des Parameterraums und die Streuung der Messwerte wird über eine zehnfache Ausführung des Experiments dokumentiert. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird anschließend eine obere Grenze für die Standardabweichung angegeben, die im Rahmen der experimentellen Untersuchungen zur Anwendung kommt. Abbildung 15 zeigt die Verteilung der Messwerte der Abtragstiefe (linke y-Achse, ausgefüllte Symbole), Abtragsbreite (rechte y-Achse, umrandete Symbole) und ihre jeweiligen Durchschnittswerte für die Wellenlängen 1064 nm, 532 nm und 355 nm nach 1000 Überfahrten für 10 Stichproben. Unabhängig von der Wellenlänge resultiert aus den Messwerten der Abtragstiefe eine Standardabweichung von $4\text{ }\mu\text{m}$ und für die Abtragsbreite eine Standardabweichung von $2\text{ }\mu\text{m}$.

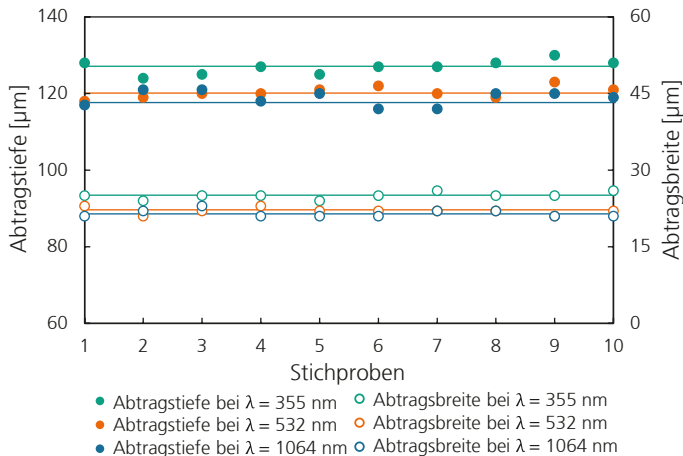


Abbildung 15: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für eine Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand $5\text{ }\mu\text{m}$, Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation

Abbildung 16 zeigt die Verteilung der Messwerte der Abtragstiefe (linke y-Achse, ausgefüllte Symbole), Abtragsbreite (rechte y-Achse, umrandete Symbole) und ihre jeweiligen Durchschnittswerte für unterschiedliche Spitzenintensitäten von $1 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$, $1,7 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$ und $2,2 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$ nach 1000 Überfahrten für 10 Stichproben. Während

bei der Abtragsbreite erneut eine statistische Schwankung im Bereich von $2\text{ }\mu\text{m}$ zu erkennen ist, hängt die Streuung der Abtragstiefe stärker von der eingesetzten Spitzenintensität ab. Bei einer Spitzenintensität von $1 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$ liegt die Standardabweichung bei $3\text{ }\mu\text{m}$ und steigt bei einer Spitzenintensität von $1,7 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$ auf den Wert von $5\text{ }\mu\text{m}$ an. Schließlich beträgt die Standardabweichung $8\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Spitzenintensität von $2,2 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$.

Abbildung 17 zeigt die Verteilung der Messwerte der Abtragstiefe (linke y-Achse, ausgefüllte Symbole), Abtragsbreite (rechte y-Achse, umrandete Symbole) und ihre jeweiligen Durchschnittswerte für unterschiedliche Pulsdauern $0,2\text{ ps}$, 1 ps und 10 ps .

Abbildung 18 zeigt analog die Verteilung dieser Messwerte für unterschiedliche Pulsabstände von $1\text{ }\mu\text{m}$, $2\text{ }\mu\text{m}$ und $10\text{ }\mu\text{m}$. Beiden Diagrammen ist zu entnehmen, dass die Standardabweichung der Abtragstiefe nahezu unabhängig von der Pulsdauer und dem Pulsabstand ist und im Bereich von $4\text{ }\mu\text{m}$ liegt. Die Standardabweichung der Abtragsbreite ist ebenso unabhängig von den oben genannten Faktoren und liegt im Mittel bei $2\text{ }\mu\text{m}$.

Abbildung 19 zeigt die Verteilung der Messwerte der Abtragstiefe (linke y-Achse, ausgefüllte Symbole), Abtragsbreite (rechte y-Achse, umrandete Symbole) und ihre jeweiligen Durchschnittswerte für s-polarisierte und p-polarisierte Laserstrahlung. Bei paralleler Polarisation ist die durchschnittliche Abtragstiefe größer und die Standardabweichung im Bereich von $4\text{ }\mu\text{m}$. Bei senkrechter Polarisation ist die Abtragstiefe kleiner und die Streuung mit $8\text{ }\mu\text{m}$ in etwa doppelt so groß, was auf die hohe Anzahl an Reflektionen in der Schnittfuge zurückzuführen ist. Die Standardabweichung der Abtragsbreite liegt für beide Polarisationsrichtungen bei $2\text{ }\mu\text{m}$.

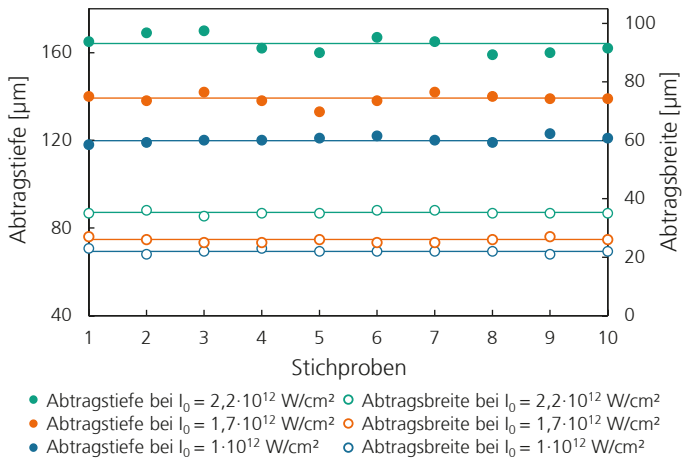


Abbildung 16: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für Spitzenintensitäten von $1 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ und $5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation

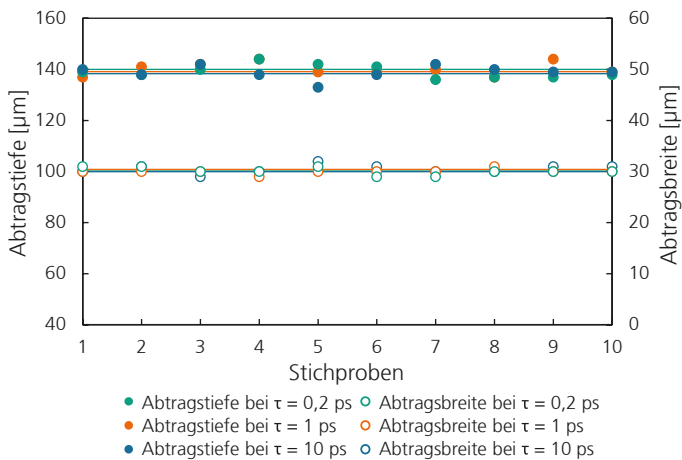


Abbildung 17: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für eine Pulsdauer von 0,2 ps, 1 ps und 10 ps. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Pulsabstand 7,5 μm , Fokusbereich 15 μm , p-Polarisation

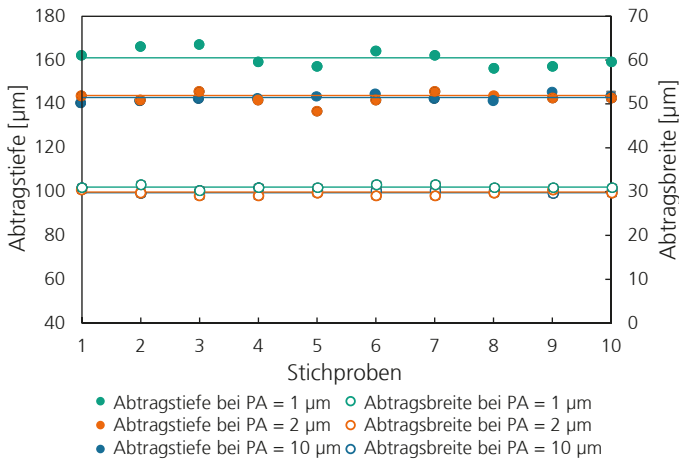


Abbildung 18: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für einen Pulsabstand (PA) von 1 µm, 2 µm und 10 µm. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 500 kHz, Fokusbereich 20 µm, p-Polarisation

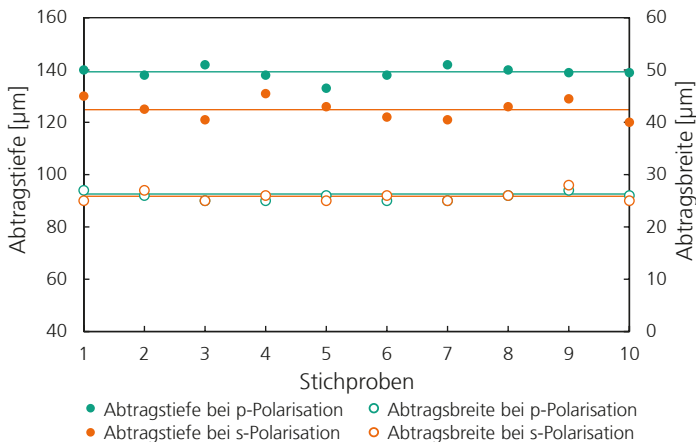


Abbildung 19: Statistik der Abtragstiefe (ausgefüllte Symbole, linke Achse) und Abtragsbreite (umrandete Symbole, rechte Achse) bei Stichprobenanzahl 10 für p- und s-polarisierte Laserstrahlung. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 200 kHz, Pulsabstand 5 µm, Fokusbereich 11 µm

Zusammenfassend sind die Messwerte der Abtragsbreite unabhängig von den untersuchten Einflussgrößen mit einer Standardabweichung von ca. $2\text{ }\mu\text{m}$ um den Mittelwert verteilt. Im Gegensatz dazu, zeigt die Abtragstiefe eine Abhängigkeit von den Einflussgrößen Polarisationsrichtung und Spitzenintensität. Hier liegen mit Werten von bis zu $8\text{ }\mu\text{m}$, im Vergleich zu anderen Einflussgrößen, doppelt so große Standardabweichungen vor. Einen Zusammenhang zwischen Pulsdauer, Pulsabstand und Wellenlänge mit der Standardabweichung der Abtragstiefe kann nicht ermittelt werden. Für die Analyse der experimentellen Ergebnisse im folgenden Kapitel wird daher übergreifend eine Standardabweichung der Abtragstiefe von $8\text{ }\mu\text{m}$ zu Grunde gelegt. Bei der Abtragsbreite wird eine Standardabweichung von $2\text{ }\mu\text{m}$ berücksichtigt.

5 Experimentelle Untersuchungen

Zunächst werden der Entstehungsprozess der typischen Schnittfugengeometrie und die Charakteristik des Abtrags von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung analysiert. Die Entwicklung der spitz zulaufenden Schnittfuge wird anhand eines geometrischen Abtragsmodells erklärt, welches basierend auf Projektionseffekten der einfallenden Laserstrahlung eine asymptotische Abtragskontur berechnet. Das Modell wird danach anhand von experimentellen Ergebnissen validiert. Anschließend werden die eingangs identifizierten Einflussfaktoren Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisationsrichtung und Pulsabstand auf ihre jeweilige Korrelation mit dem Aspektverhältnis untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden vor dem Hintergrund von unterschiedlichen Abtragschwellen, optischen Eindringtiefen, Absorptionsgraden und der thermischen Wechselwirkung zwischen dem Laserstrahl und der Probe diskutiert. Zudem wird eine Verbindung zwischen erreichbarem Aspektverhältnis und dem zu Grunde liegenden Absorptionsmechanismus gezogen, wobei einerseits zwischen dem direkten und dem indirekten Bandübergang unterschieden wird und andererseits eine Abgrenzung von linearer Absorption zu nicht linearer Multiphotonenabsorption erfolgt. Schließlich wird der Einfluss einer lokalen Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge mittels einer koaxial eingekoppelten CW-Laserstrahlquelle auf das Aspektverhältnis untersucht. Dabei wird schwerpunktmäßig die Temperaturverteilung in Folge von verschiedenen Laserleistungen und Fokusdurchmessern der CW-Laserstrahlquelle betrachtet. Vor der Durchführung von Abtragsversuchen erfolgt die Analyse der thermischen Auswirkungen einer Bestrahlung von Silizium mit CW-Laserstrahlung anhand von Simulationsrechnungen, die danach im Experiment mit thermografischen Messungen validiert werden.

5.1 Ausgangssituation und Charakteristik des Abtragsverhaltens

5.1.1 Ansatz zur Entstehung der Abtragsgeometrie

Wie bereits in Kapitel 4.4 beschrieben, ergibt sich, unbeeinflusst von allen betrachteten Einflussparametern, beim Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung eine spitz zulaufende, kelchförmige Abtragsgeometrie. Die Entstehung dieser Geometrie kann anhand eines geometrischen Modells nachgebildet werden, das auf Überlegungen von U. Eppelt basiert, der in seiner Arbeit die Grundgleichungen zur Berechnung

sog. asymptotischer Abtragskonturen angibt und eine approximative Lösung auf Basis der komplementären Fehlerfunktion ableitet [83]. Aufgrund der Projektion einfallender Laserstrahlung auf die Flanken der Schnittfuge reduziert sich die effektive Intensität zunehmend, bis schließlich die Schwellintensität für Abtrag unterschritten wird und kein Abtrag mehr möglich ist. Durch diesen Zusammenhang lassen sich ein Grenzwinkel der Abtragsflanke und eine maximal erreichbare Tiefe berechnen. Abbildung 20 zeigt die geometrischen Zusammenhänge und Grundlagen für die Modellbildung. Ein einfallender Laserstrahl wird auf die Abtragsflanke projiziert und es bildet sich ein Projektionswinkel $\alpha_{\text{proj.}}$ zwischen der Flankennormalen und dem Einfallsvektor aus.

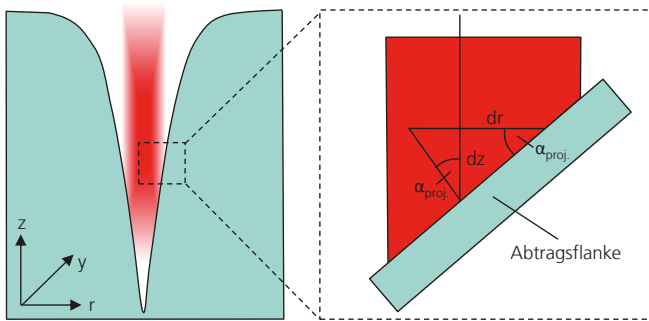


Abbildung 20: Schematische Darstellung eines Laserstrahls, der unter dem Projektionswinkel $\alpha_{\text{proj.}}$ auf die Abtragsflanken der Schnittfuge projiziert wird.

Aus Abbildung 20 lässt sich der folgende geometrische Zusammenhang ableiten.

$$\frac{dz}{dr} = \tan(\alpha_{\text{proj.}}) \quad (5.1)$$

Durch Einsetzen der grundlegenden Umformungen aus Formel 5.2 und Formel 5.3 in Formel 5.1 ergibt sich Formel 5.4

$$\tan(\alpha_{\text{proj.}}) = \frac{\sin(\alpha_{\text{proj.}})}{\cos(\alpha_{\text{proj.}})} \quad (5.2)$$

$$\sin^2(\alpha_{\text{proj.}}) + \cos^2(\alpha_{\text{proj.}}) = 1 \quad (5.3)$$

$$\frac{dz}{dr} = \frac{\sqrt{1 - \cos^2(\alpha_{\text{proj.}})}}{\cos(\alpha_{\text{proj.}})} \quad (5.4)$$

Durch Umformen und Vereinfachen folgt Formel 5.5

$$\frac{dz}{dr} = \frac{\sqrt{\cos^2(\alpha_{\text{proj.}}) \left(\frac{1}{\cos^2(\alpha_{\text{proj.}})} - 1 \right)}}{\cos(\alpha_{\text{proj.}})} \quad (5.5)$$

$$\frac{dz}{dr} = \sqrt{\left(\frac{1}{\cos^2(\alpha_{\text{proj.}})} - 1 \right)} \quad (5.6)$$

Im asymptotischen Grenzfall und maximaler Tiefe gilt ferner Formel 5.7 mit $I(r)$ als Intensität an der Stelle r und I_s als Schwellintensität für Materialabtrag (vgl. Kapitel 4.2)

$$\cos(\alpha_{\text{proj.}}) \cdot I(r) = I_s \quad (5.7)$$

Somit resultiert durch Einsetzen von Formel 5.7 in Formel 5.6 der Zusammenhang in Formel 5.8

$$\frac{dz}{dr} = \sqrt{\left(\frac{I(r)^2}{I_s^2} - 1 \right)} \quad (5.8)$$

Da in der Regel $I(r)$ erheblich größer als I_s ist, kann der Wurzelterm vereinfacht werden und es folgt Formel 5.9

$$\frac{dz}{dr} = \sqrt{\left(\frac{I(r)^2}{I_s^2} \right)} \rightarrow \frac{dz}{dr} = \frac{I(r)}{I_s} \quad (5.9)$$

Für den Fall einer gaußförmigen Intensitätsverteilung gilt für die Intensität der folgende Zusammenhang

$$I(r, z=0) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (5.10)$$

Durch Einsetzen von Formel 5.10 in Formel 5.9 folgt Formel 5.11

$$\frac{dz}{dr} = \frac{I_0}{I_s} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \text{ und } dz = \frac{I_0}{I_s} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) dr \quad (5.11)$$

Durch Umformen von Formel 5.11 in eine integrale Schreibweise ergibt sich Formel 5.12

$$z(r) = \frac{I_0}{I_s} \int_{-r}^r \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) dr \quad (5.12)$$

Unter Berücksichtigung der Lösung des Integrals (komplementäre Fehlerfunktion) aus Formel 5.13 und der Substitution aus 5.14 resultiert Formel 5.15

$$\text{erf } c(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \exp(-\eta^2) d\eta \quad (5.13)$$

$$\eta = \sqrt{2} \frac{r}{w_0}, \quad d\eta = \sqrt{2} \frac{dr}{w_0} \tag{5.14}$$

$$z(r) = \frac{l_0 w_0}{l_s \sqrt{2}} \int_{\sqrt{2} \frac{r}{w_0}}^{\infty} \exp(-\eta^2) d\eta \tag{5.15}$$

Durch Lösung des Integrals folgt der finale Zusammenhang für die erreichbare Tiefe z in Abhängigkeit der radialen Koordinate r.

$$z(r) = - \frac{l_0}{l_s} \sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0 \operatorname{erfc} \left(\sqrt{2} \frac{r}{w_0} \right) \tag{5.16}$$

$$\alpha_{\text{krit}} = \arccos \left(\frac{l_s}{l_0} \right) \tag{5.17}$$

Formel 5.16 zeigt, dass die Tiefe z an der Stelle r qualitativ von der komplementären Fehlerfunktion abhängt und quantitativ mit der Schwellintensität, der effektiv vorliegende Spitzenintensität und dem Strahlradius skaliert. Bei gegebener Schwell- und Spitzenintensität kann die maximal erreichbare Tiefe berechnet werden. Das Modell basiert auf der Projektion einfallender Laserstrahlung auf die Abtragsflanken und lässt Abtrag bis zu einem maximalen Winkel Projektionswinkel, dem sogenannten kritischen Winkel zu, der sich aus Formel 5.17 ermitteln lässt.

5.1.2 Validierung des Abtragmodells anhand experimenteller Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird das zuvor hergeleitete Abtragsmodell mit ausgewählten experimentellen Ergebnissen hinsichtlich der erreichten Abtragstiefe validiert. Mittels der Formel 3.8 kann anhand von Pulsenergie und Fokusdurchmesser die Pulsspitzenleistung berechnet werden. Aus Formel 3.7 folgt mit der Pulsspitzenleistung die Spitzenintensität. Tabelle 7 zeigt drei ausgewählte Pulsenergien, Pulsspitzenleistungen und Spitzenintensitäten.

Pulsenergie [J]	Pulsspitzenleistung [W]	Spitzenintensität [W/cm²]
2·10 ⁻⁶	2·10 ⁵	4,2·10 ¹¹
4·10 ⁻⁶	4·10 ⁵	8,4·10 ¹¹
6·10 ⁻⁶	6·10 ⁵	1,3·10 ¹²

Tabelle 7: Zusammenhang zwischen Pulsenergie, Pulsspitzenleistung und Spitzenintensität bei einer Pulsdauer von 10 ps und einem Fokusdurchmesser von 11 µm

Abbildung 21 zeigt im linken Teil die Entwicklung der Abtragstiefe über eine steigende Anzahl an Überfahrten für eine Pulsenergie von 2 µJ, 4 µJ und 6 µJ. Im rechten Teil der Abbildung ist die Abtragsgeometrie im Querschnitt nach 1000 Überfahrten für die drei Pulsenergien gezeigt. Die einfallende Laserstrahlung hat eine Wellenlänge von 532 nm,

eine Pulsdauer von 10 ps, einen Fokusbereich von 11 μm , ist p-polarisiert und der Pulsabstand beträgt 5 μm . Mit der größten Pulsenergie von 6 μJ ist auch die größte Abtragstiefe zu erzielen, in diesem Fall 118 μm . Bei Verwendung einer Pulsenergie von 4 μJ reduziert sich die Tiefe auf 90 μm und beträgt schließlich bei 2 μJ Pulsenergie nur noch 50 μm . Die Entwicklung der Abtragstiefe verläuft für alle Pulsenergien asymptotisch gegen einen Grenzwert. Mit zunehmender Anzahl an Überfahrten nimmt der Abtrag pro Überfahrt ab. Dieser Effekt kann über die fortschreitend sinkende effektive Intensität erklärt werden. Die Querschliffe auf der rechten Seite bestätigen mit ihrer kelchartig zulaufenden Kontur zudem qualitativ den Kurvenverlauf der komplementären Fehlerfunktion.

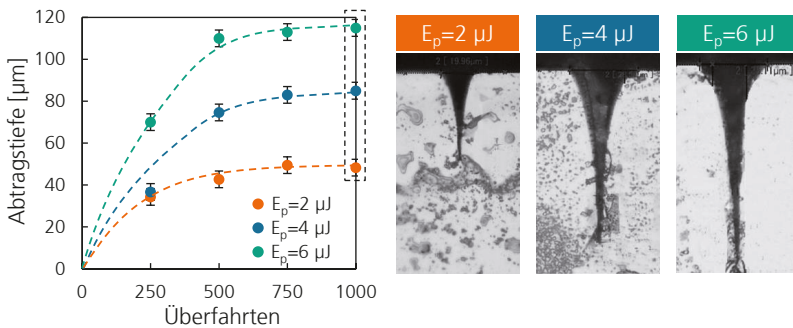


Abbildung 21: Entwicklung der Abtragstiefe in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 für die Pulsenergien 2 μJ , 4 μJ , 6 μJ . Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsabstand 5 μm , Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation

Nach gleicher Systematik wird die Abtragstiefe nach 1000 Überfahrten auch für einen Pulsabstand von 1,3 μm bei ansonsten gleichen Versuchsbedingungen analysiert. Die Reduzierung des Pulsabstands wird durch eine Verringerung der Strahlableitgeschwindigkeit erreicht, die in diesem Fall nur noch 0,5 m/s statt zuvor 2 m/s beträgt. Bei einer Prozessführung mit einem solchen, in Relation zum Fokusbereich kleinen, Pulsabstand, kommt es in der Abtragsfuge zu thermischen Akkumulationseffekten aufgrund von Puls-zu-Puls-Wechselwirkung. Zahlenmäßig ergeben sich Abtragstiefen von 67 μm , 110 μm und 138 μm bei 2 μJ , 4 μJ und 6 μJ Pulsenergie. Die Anzahl der eingebrachten Pulse korreliert reziprok mit dem Pulsabstand. Um die Abtragstiefen auf Basis des Abtrags pro Einzelpuls vergleichbar zu machen, muss die Anzahl an Überfahrten, bei der die Abtragstiefe ermittelt wird, noch um den Unterschied im Pulsabstand bereinigt werden. Bei einem Pulsabstand von 1,3 μm ergibt sich im Verhältnis zu einem Pulsabstand von 5 μm ein Skalierungsfaktor von 4. Somit folgen Abtragstiefen von 60 μm , 95 μm und 115 μm . Abbildung 22 zeigt

einen grafischen Vergleich der finalen Abtragsgeometrie im Querschnitt und der laut Modell vorhergesagten Konturverläufe, dargestellt durch die rot eingefärbten Flächen. Die Versuchsbedingungen sind dabei identisch zu denen aus Abbildung 21. Die Berechnung dieser Konturverläufe erfolgt anhand der Daten aus Tabelle 7 und der, zuvor bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von 10 ps ermittelten, Schwellintensität von $3 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Die Spitzenintensitäten aus Tabelle 7 werden zuvor noch mit einem mittleren Absorptionsgrad von 0,5 multipliziert. Dieser Absorptionsgrad wird zur Vereinfachung als Mittelwert verwendet und beinhaltet die Überlagerung gegenläufiger Effekte, wie dem Projektionswinkel, der veränderlichen Temperatur, Veränderungen der Oberflächenstruktur.

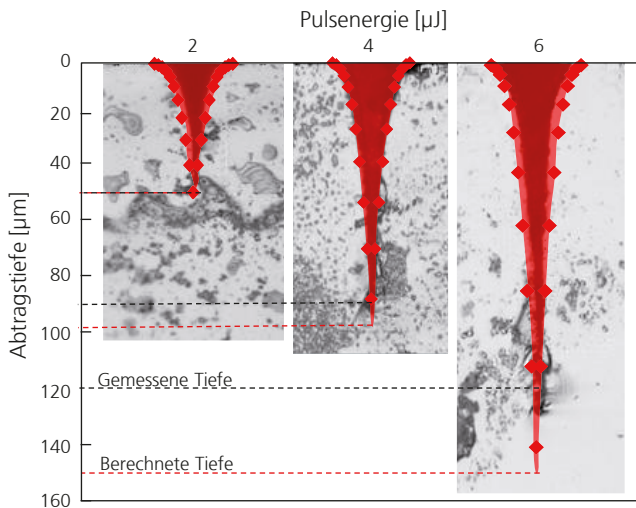


Abbildung 22: Grafischer Vergleich der experimentell erzielten Abtragsgeometrien mit den berechneten Abtragskonturen (rote Punkte) bei identischen Versuchsbedingungen zu Abbildung 21. Die gestrichelte schwarze Linie markiert die erzielten Abtragstiefe und die rot gestrichelte Linie die berechnete Tiefe

Beim direkten Vergleich der berechneten Konturen mit den Querschnittsbildern resultiert bei 2 µJ Pulsenergie eine gute Übereinstimmung; beide Tiefen liegen bei 50 µm. Bei einer Pulsenergie von 4 µJ ist eine leichte Abweichung von 10 %, bei 6 µJ Pulsenergie eine Abweichung von 26 % zu erkennen. Beide zuletzt genannten Versuchspunkte weisen im Experiment eine geringere Tiefe auf, als vom Modell vorhergesagt. Die Form der Abtragsfuge stimmt jedoch für alle drei Pulsenergien mit dem berechneten Verlauf überein.

Abbildung 23 zeigt den Vergleich zwischen Simulation und Experiment zusammengefasst für die Pulsabstände $5\text{ }\mu\text{m}$ und $1,3\text{ }\mu\text{m}$. Während bei einer Pulsenergie von $2\text{ }\mu\text{J}$ und einem Pulsabstand von $5\text{ }\mu\text{m}$ die berechnete Abtragstiefe nicht vom experimentellen Wert abweicht, treten bei gleicher Pulsenergie und einem Pulsabstand von $1,3\text{ }\mu\text{m}$ bereits Abweichungen zum experimentellen Wert auf. Die Abtragstiefe liegt dann bei $60\text{ }\mu\text{m}$, was in etwa 18 % mehr als die prognostizierten $50\text{ }\mu\text{m}$ sind. Bei einem kleinen Pulsabstand tritt thermische Interaktion zwischen den einzelnen Laserpulsen auf. Der Werkstoff wird in einem Bereich von einigen Mikrometern um den Auftreffpunkt des Laserstrahls erwärmt, was zu einem höheren Absorptionsgrad führt und somit zu einem größerem Abtrag pro Puls.

Bei $5\text{ }\mu\text{m}$ Pulsabstand und einer Pulsenergie von $4\text{ }\mu\text{J}$ stellt sich nach 1000 Überfahrten eine Abtragstiefe von $90\text{ }\mu\text{m}$ ein, was einer prozentualen Abweichung von 10 % zur berechneten Tiefe entspricht. Bei $6\text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie und identischem Pulsabstand treten größere Unterschiede zwischen dem modellierten und den tatsächlichen Werten auf. Von der berechneten Tiefe von $149\text{ }\mu\text{m}$ weichen die Ergebnisse um bis zu 30 % nach unten ab. Offensichtlich ist die berechnete Abtragstiefe, insbesondere bei hohen Pulsenergien systematisch größer, als die experimentell ermittelte Abtragstiefe. Dieser Effekt kann darauf zurückgeführt werden, dass Gleichung 5.15 einen direkt proportionalen Zusammenhang zwischen der Spitzenintensität, die wiederum die Pulsenergie beinhaltet, und der resultierenden Abtragstiefe unterstellt. Dies legt nahe, dass mit unendlicher Pulsenergie auch eine unendliche Abtragstiefe erreicht werden kann, was aber in Realität nicht der Fall ist. Vielmehr liegt zwischen der vorherrschenden Spitzenintensität und der Abtragstiefe ein logarithmischer Zusammenhang vor. Eine Steigerung der Spitzenintensität führt nicht in gleichem Maße zu einer Vergrößerung der Schnittfugentiefe, da die vorliegende Intensität nicht komplett dem Abtragsprozess zur Verfügung steht, sondern durch Wärmediffusion in das umliegenden Material vermindert wird. Statt zu größeren Schnittfugentiefen kommt es durch diese thermischen Effekte, zusammen mit einem größeren Wirkdurchmesser des Laserstrahls, eher zu einer Steigerung der Abtragsbreite. Für eine Maximierung des Aspektverhältnisses muss dem Einfluss der Intensität besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden, was in Kapitel 5.2.1. geschieht.

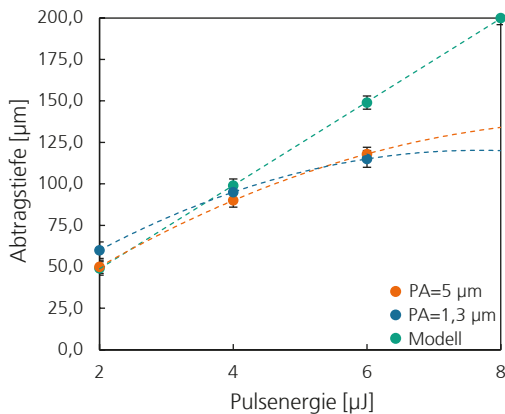


Abbildung 23: Vergleich der berechneten Ablagstiefe mit den experimentell ermittelten Ablagstiefen bei einem Pulsabstand von 5 µm bzw. 1,3 µm nach 1000 bzw. 250 Überfahrten. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 µm, p-Polarisation

Der Einfluss des Pulsabstands nimmt mit steigender Pulsenergie ab. Das kann darauf zurückgeführt werden, dass bei 2 µJ Pulsenergie ein schwellennaher, athermischer Einzelpulsabtrag induziert wird. Dementsprechend sensibel ist dieser Versuchspunkt für prozessbedingte thermische Einflüsse, wie beispielsweise von Puls-zu-Puls-Interaktion hervorgerufener Wärmeakkumulation. Bei größeren Spitzenintensitäten sinkt der Einfluss des Pulsabstandes, weil ohnehin bereits im Einzelpulsabtrag eine thermische Belastung entsteht. Über die gerade genannten Umstände hinaus, sind noch weitere Einflussfaktoren für mögliche Abweichungen zwischen Modell und Experiment zu nennen, wie z. B. polarisationsabhängige Energieeinkopplung bei nicht senkrechtem Laserstrahleinfall, nano- und mikroskalige Oberflächeneffekte, ein mit zunehmender Tiefe immer schwierigerer Materialabtrag und temperaturabhängige Absorptionseffekte, die zu einer variierenden Schwellintensität führen. Tabelle 8 fasst die oben beschriebenen Zahlen und Unterschiede zusammen.

	2 µJ		4 µJ		6 µJ	
	Tiefe [µm]	Δ [%]	Tiefe [µm]	Δ [%]	Tiefe [µm]	Δ [%]
Modell	49,0		99,0		149,0	
5 µm PA	50,0	-2,0	90,0	10,0	118,0	26,3
1,3 µm PA	60,0	-18,3	95,0	4,2	115,0	29,6

Tabelle 8: Vergleich der berechneten und experimentellen Ablagstiefen bei einer Pulsenergie von 2 µJ, 4 µJ und 6 µJ für Pulsabstände von 5 µm und 1,3 µm. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 µm, p-Polarisation

5.1.3 Erklärung von Abtragsphänomenen

Nachdem in den vorigen Kapiteln mögliche Erklärungen für die Entstehung der spezifischen Abtragsgeometrie hergeleitet und ferner ein qualitativer und quantitativer Vergleich zwischen Modell und Experiment gezogen wurde, widmet sich dieses Kapitel der Erklärung des Abtragsprozesses. Zunächst steht die variierende Abtragstiefe im Fokus der Betrachtung, die in Abbildung 24 anhand von Längsschliffen einzelner Abtragsspuren dargestellt ist. Bereits nach 250 Überfahrten bilden sich im Grund der Abtragsgeometrie einzelne Spitzen mit erhöhter Abtragstiefe. Die Tiefe der Spitzen beträgt zu diesem Zeitpunkt in etwa $5\text{ }\mu\text{m}$. Mit Ausnahme von einigen, vermutlich von der Probenpräparation beeinflussten, Bereichen liegt eine periodische Verteilung mit einem Abstand von $5\text{ }\mu\text{m}$ vor.

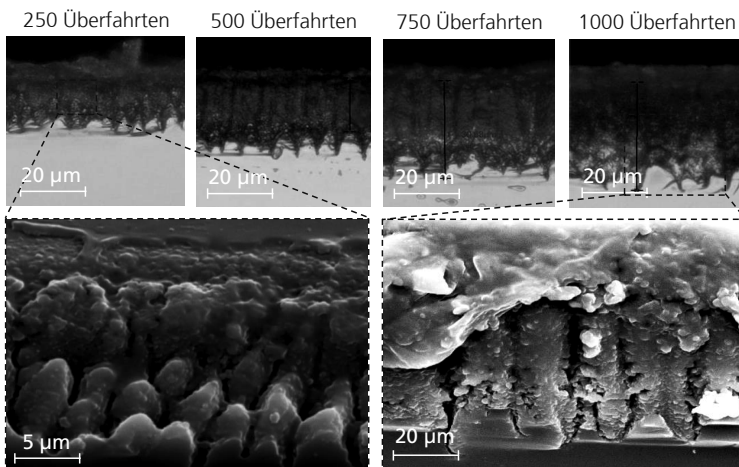


Abbildung 24: Licht- und rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Schnittfugen im Längsschnitt bei einer steigenden Anzahl an Überfahrten von 250, 500, 750 und 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm , Pulsdauer 10 ps , Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz , Pulsabstand $5\text{ }\mu\text{s}$, Fokussdurchmesser $11\text{ }\mu\text{m}$, p-Polarisation

Die Vergrößerung zeigt, dass diese Oberflächenstruktur nicht nur im Kerbgrund, sondern auch auf den Abtragsflanken vorliegt und sich offensichtlich mit jeder Überfahrt weiter ausbreitet. Die sehr raue Oberfläche ähnelt der sog. LIPSS (Laser Induced Periodic Surface Structure), die bei zahlreichen Materialien unter Bestrahlung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung auftritt. Die Strukturgröße hängt wesentlich von der Wellenlänge, der Polarisation und der Intensität ab, wobei es vielfältige Erklärungsversuche des Entstehungsmecha-

nismus dieser selbstorganisierenden Strukturen gibt. Größtenteils wird aber davon ausgegangen, dass es sich um eine Kombination von Oberflächeneffekten und der Interferenz der einfallenden Laserstrahlung mit der Mikro- und Nanorauheit handelt [84 - 88]. In der Regel liegt die Strukturperiode in der Größenordnung der Wellenlänge und weicht somit vom vorliegenden experimentellen Befund ab. Dafür können viele Umstände verantwortlich gemacht werden. Einerseits liegt die Spitzenintensität mehr als einen Faktor fünf über der Schwellintensität und andererseits trifft die Laserstrahlung bereits nach wenigen Überfahrten nicht mehr senkrecht, sondern unter einem immer größer werdenden Projektionswinkel auf die Probe auf. Die Struktur, die bereits nach 250 Überfahrten vorliegt, bleibt während der weiteren Überfahrten erhalten und ist somit auch nach 1000 Überfahrten noch sichtbar. An der Strukturperiode und Dimension ergeben sich keine wesentlichen Änderungen. Allerdings fällt auf, dass die Abtragskanäle teilweise nicht symmetrisch in z-Richtung verlaufen, sondern nach links bzw. rechts abknicken. Diese Besonderheit wird im späteren Verlauf der Arbeit thematisiert (vgl. Kapitel 5.2.5). Abbildung 25 zeigt die Struktur der Abtragsfuge für unterschiedliche Pulsabstände. Ausgehend von einem Pulsabstand von 5 μm sind Längsschnitte der Abtragsgeometrie für die Pulsabstände 3,8 μm , 2,5 μm und 1,3 μm gezeigt.

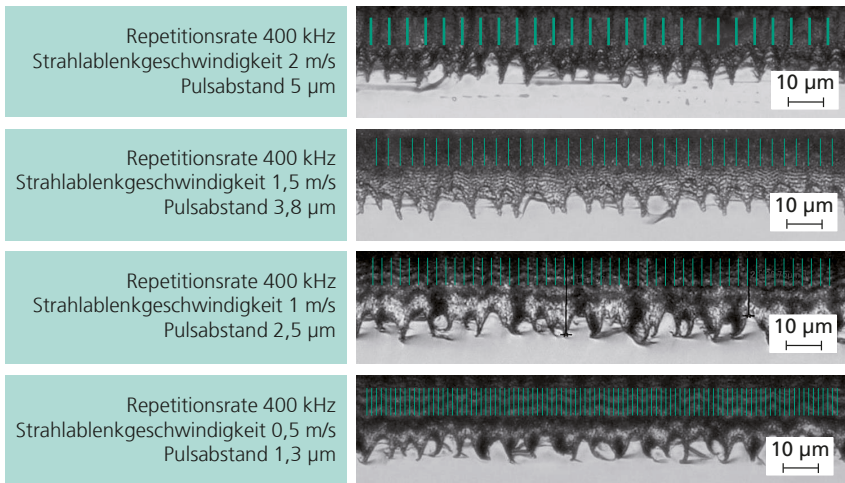


Abbildung 25: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Schnittfugen im Längsschnitt bei unterschiedlichen Pulsabständen von 1,3 μm , 2,5 μm , 3,8 μm und 5 μm und 500 Überfahrten. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation

Der Pulsabstand ist durch die grünen Striche angedeutet. Die Strukturperiode beträgt für alle Konstellationen ca. $5\text{ }\mu\text{m}$ und ist somit unabhängig vom Abstand der einzelnen Pulse. Da für die kleinen Pulsabstände von $2,5\text{ }\mu\text{m}$ und $1,3\text{ }\mu\text{m}$ eine Vielzahl an Pulsen auf den gleichen Ort treffen, ist die Abtragstiefe größer und teilweise zweigen die Abtragskanäle seitlich ab, was vermutlich aus einer Vielzahl von polarisationsabhängigen Reflexionen im Abtragskanal resultiert. Bereits im vorigen Abschnitt wurde diskutiert, dass sich die Tiefenmodulation sehr wahrscheinlich aus LIPSS ergibt, welche die Vorzugsrichtungen für den nachfolgenden Abtrag vorgeben. Der auftreffende Laserstrahl wird in diese Strukturen abgelenkt und somit vertiefen sich die, anfänglich nur wenige 100 nm tiefen, Oberflächenstrukturen zu mehreren mikrometertiefen Abtragskanälen.

5.1.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde ein Modell vorgestellt, dass die Abtragsgeometrie vorhersagt. Das Modell basiert auf der Annahme, dass Abtrag nur dann erfolgen kann, wenn die effektive Intensität oberhalb der Schwellintensität für Abtrag liegt. Mit zunehmender Abtragstiefe schwächt sich die Intensität durch Projektion auf die schrägen Abtragsflanken immer mehr ab, und unterschreitet ab einer definierten Tiefe die Abtragsschwelle. Die Validierung des Modells anhand von drei ausgewählten Parameterkombinationen hat gezeigt, dass der qualitative Verlauf der berechneten Abtragskerbe mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt, aber dass auf quantitativer Ebene teilweise Abweichungen auftreten. Insbesondere bei großen Spitzenintensitäten treten Abweichungen auf, da im Modell die Abtragstiefe linear mit der Spitzenintensität skaliert. Darüber hinaus hat sich aber gezeigt, dass durch kleine Pulsabstände ein thermischer Akkumulationseffekt induziert werden kann und daraus größere Abtragstiefen und Aspektverhältnisse folgen können. Die Abtragstiefe ist nicht homogen, sondern durch das Auftreten einzelner Abtragskanäle charakterisiert, die sich aus Mikrovertiefungen, sog. LIPSS bilden. Die Struktur ist dabei unabhängig vom räumlichen Pulsabstand.

5.2 Einflussfaktoren auf das Aspektverhältnis

Nachdem im vorigen Kapitel grundlegende Phänomene des Abtrags dargestellt wurden, steht nun die systematische Beurteilung der Einflussparameter Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisation und Pulsabstand auf das erreichbare Aspektver-

hältnis im Mittelpunkt der Untersuchungen. Da eine vollfaktorielle Kombination der Einflussparameter nicht zielführend ist, werden zur Untersuchung einer Einflussgröße, die restlichen Parameter größtenteils fixiert und möglichst konstant gehalten. Die Entwicklung der Messgrößen Abtragsbreite und Abtragstiefe wird mit wenigen Ausnahmen von 100 bis 1000 Überfahrten dokumentiert. Spätestens bei 1000 Überfahrten ist bei allen Parameterkombinationen die maximale Abtragstiefe erreicht.

Der Einfluss der Spitzenintensität der einfallenden Laserstrahlung auf das Aspektverhältnis wird bei einer Wellenlänge von 532 nm, einer Pulsdauer von 10 ps, einer Repetitionsrate von 400 kHz, einem Fokusbereich von 11 μm und paralleler Polarisation nach 1000 Überfahrten analysiert. Der Zusammenhang zwischen der Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm und dem Aspektverhältnis wird bei einer Pulsdauer von 10 ps, einer Repetitionsrate von 400 kHz, einem Fokusbereich von 11 μm , einem Pulsabstand von 5 μm , und paralleler Polarisation untersucht. Darüber hinaus stehen zwei Intensitätsbereiche von $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ und $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ im Fokus der Betrachtungen. Da die vorliegende Wellenlänge bei ansonsten gleichen optischen Randbedingungen den Fokusbereich beeinflusst, muss der Strahldurchmesser des Rohstrahls D_R angepasst und anschließend auch die Fokusbildung neu ermittelt werden.

Die Untersuchungen des Zusammenhangs zwischen der Pulsdauern im Bereich von 0,2 ps, 1 ps und 10 ps und dem Aspektverhältnis finden bei einer Wellenlänge von 515 nm, einer Repetitionsrate von 400 kHz, einer Pulsenergie von 11 μJ , einem Fokusbereich von 15 μm , einem Pulsabstand von 7,5 μm und paralleler Polarisation statt. Im Unterschied zu der Betrachtung der vorigen Einflussgrößen wird hier anstatt der Spitzenintensität die Pulsenergie als Vergleichskriterium verwendet, da die Spitzenintensität mit den unterschiedlichen Pulsdauern korreliert und daher kein Vergleichsparameter ist. Zudem ist der Fokusbereich, bedingt durch den Versuchsaufbau, mit 15 μm 36 % größer als in den vorigen Versuchen. Diese Vergrößerung wird über eine Steigerung der Pulsenergie kompensiert. Der größere Fokusbereich führt im untersuchten Bereich in gleichem Maße zu einer Steigerung der Abtragsbreite und der Abtragstiefe. Das Aspektverhältnis bleibt unverändert.

Der Einfluss des Strahlprofils auf das Aspektverhältnis wird bei einer Wellenlänge von 532 nm, einer Pulsdauer von 10 ps, einer Repetitionsrate von 400 kHz, einem Pulsabstand von 7,5 μm und paralleler Polarisation durchgeführt. Zunächst wird der Vergleich der

Strahlprofile bei einer festen Pulsenergie von 11 μJ , und im späteren Verlauf bei angepassten Pulsenergien durchgeführt, so dass die Spitzenintensität der unterschiedlich geformten Laserstrahlen vergleichbar ist. Der Zusammenhang zwischen der Polarisationsrichtung und dem Aspektverhältnis wird bei einer Wellenlänge von 532 nm, einer Pulsdauer von 10 ps, einer Spitzenintensität von $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, einer Repetitionsrate von 400 kHz, einer Pulsenergie von 8 μJ , einem Fokusbereich von 11 μm und einem Pulsabstand von 5 μm durchgeführt. Die Untersuchungen des Einflusses des Pulsabstandes auf das Aspektverhältnis werden bei einer Wellenlänge von 1064 nm, einer Pulsdauer von 10 ps, einer Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, einer Repetitionsrate 500 kHz, einer Pulsenergie von 20 μJ , einem Fokusbereich von 20 μm , einem Pulsabstand von 10 μm und paralleler Polarisation durchgeführt.

Mit Ausnahme der Untersuchungen zur Wellenlänge selbst und dem Pulsabstand, werden alle Experimente mit einer Wellenlänge von 532 nm durchgeführt. Versuchsbedingt variiert der Fokusbereich der verwendeten Laserstrahlung zwischen 11 μm , 15 μm und 20 μm . Diese Variation wird über eine Anpassung der Pulsenergie und der Strahlablenkgeschwindigkeit mit dem Ziel vergleichbarer Spitzenintensitäten und Pulsabstände kompensiert. Änderungen der Repetitionsrate von 400 kHz auf 500 kHz werden ebenfalls über eine angepasste Strahlablenkgeschwindigkeit ausgeglichen.

5.2.1 Spitzenintensität

Der Einfluss der Spitzenintensität ist bereits in Ansätzen in den Kapitel 3.4.3 und 5.1.2 diskutiert worden. Dort wurde zunächst ein logarithmischer Zusammenhang zwischen Spitzenintensität und Abtragtiefe pro Puls identifiziert. Das heißt, dass der Abtrag pro Laserpuls durch Steigerung der Pulsenergie und somit der Spitzenintensität nicht in gleichem Maße gesteigert werden kann. In gleicher Weise reagiert auch die Abtragtiefe, die aus mehreren Pulsen oder Überfahrten resultiert. In diesem Kapitel soll darüber hinaus, durch Berücksichtigung der Abtragsbreite, der Einfluss der Spitzenintensität auf das erreichbare Aspektverhältnis erforscht werden. Abbildung 26 zeigt für einen Spitzenintensität von 2 Größenordnungen den Zusammenhang zwischen dem Aspektverhältnis und der Spitzenintensität bzw. der Pulsenergie nach 1000 Überfahrten. Während die Abtragtiefe bei einer Steigerung der einfallenden Laserintensität zunächst linear ansteigt, strebt die Abtragtiefe ab etwa $20 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ asymptotisch gegen einen Grenzwert von 175 μm . Aufgrund der

hohen Spitzenintensität kommt es zu langlebigen Plasmawolken. Da die eingebrachte Energie nicht in Materialabtrag umgesetzt werden kann, muss davon ausgegangen werden, dass ein Großteil lediglich in Aufschmelzen und makroskopisches Erwärmen umgesetzt wird. Während sich die Abtragsbreite anfänglich nur wenig steigert und bis $20 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ in einem Bereich von unter $30 \text{ }\mu\text{m}$ liegt, steigt sie danach kontinuierlich an und beträgt schließlich bei der maximal eingesetzten Spitzenintensität von $100 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ mehr als $50 \text{ }\mu\text{m}$. Aus der Überlagerung dieser beiden Entwicklungen kann das Verhältnis zwischen Spitzenintensität und Aspektverhältnis abgeleitet werden, das entsprechend ein Maximum bei $10 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ bis $15 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ aufweist. In diesem Bereich ist das Aspektverhältnis mit 5,2 maximal.

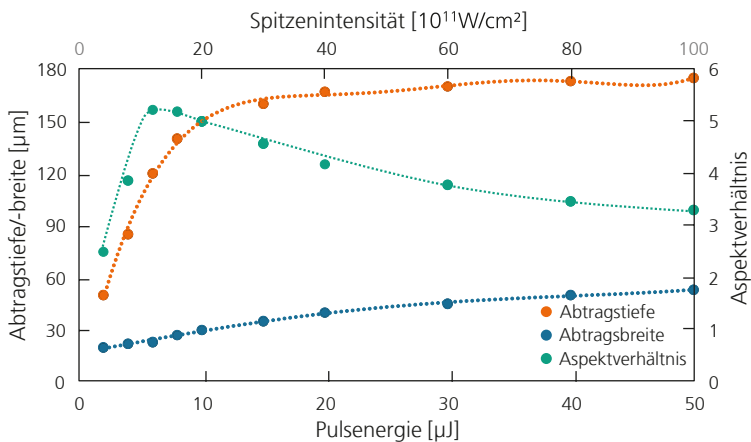


Abbildung 26: Darstellung der Abtragsbreite, Abtragstiefe und daraus resultierend dem Aspektverhältnis bei unterschiedlichen Pulsenergien bzw. Spitzenintensitäten. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 400 kHz, Fokusbereich 11 μm , p-Polarisation, 1000 Überfahrten

5.2.2 Wellenlänge

Die Wellenlänge ist als zentraler Strahlparameter und wesentliche Einflussgröße auf die optische Wechselwirkung zwischen Laser und Materie ausführlich zu untersuchen. Wie in Kapitel 3.4.3 dargestellt, hat die Wellenlänge bzw. die Photonenenergie erheblichen Einfluss auf die Absorptionsmechanismen und somit auf die ins Material eingekoppelte Energie. Abbildung 27 zeigt die experimentell ermittelten Abtragsschwellen für Silizium bei

355 nm, 532 nm und 1064 nm. Dabei beträgt die Pulsdauer 10 ps und der Fokusbereich 11 μm . Die Abtragsschwelle für eine Wellenlänge von 355 nm beträgt $1,8 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Bei einer Steigerung der Wellenlänge auf 532 nm erhöht sich die Abtragsschwelle auf $3 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ und bei einer Wellenlänge von 1064 nm resultiert eine Schwellintensität von $3,7 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Dieser Unterschied kann über die stark wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften von Silizium erklärt werden. So liegt die Absorptionslänge für eine Wellenlänge von 1064 nm bei mehreren 100 μm und bei einer Wellenlänge von 355 nm lediglich im Bereich weniger 100 nm. Somit erfolgt die Absorption der optischen Energie bei Bestrahlung mit infraroten Wellenlängen im Volumen und bei UV-Wellenlängen in einer oberflächennahen Schicht. Damit Energie vom Material absorbiert wird, muss ein Photon mindestens so viel Energie an ein Elektron übertragen, dass dieses die Bandlücke überwinden kann. Die direkte Bandlücke, also die direkte und effektivste Verbindung zwischen Valenz- und Leitungsband beträgt 3,4 eV, was einer Wellenlänge von 365 nm entspricht. Alternativ können auch mehrere Photonen gleichzeitig über Multiphotonenprozesse absorbiert werden. Da die Wahrscheinlichkeit für Mehrphotonenabsorption sehr gering ist, sind hohe Photonendichten (Spitzenintensitäten) notwendig. Darüber hinaus kann die Überwindung der Bandlücke auch indirekt durch Absorption eines Phonons erfolgen. Die indirekte Bandlücke beträgt 1,12 eV und entspricht einer Wellenlänge von 1100 nm.

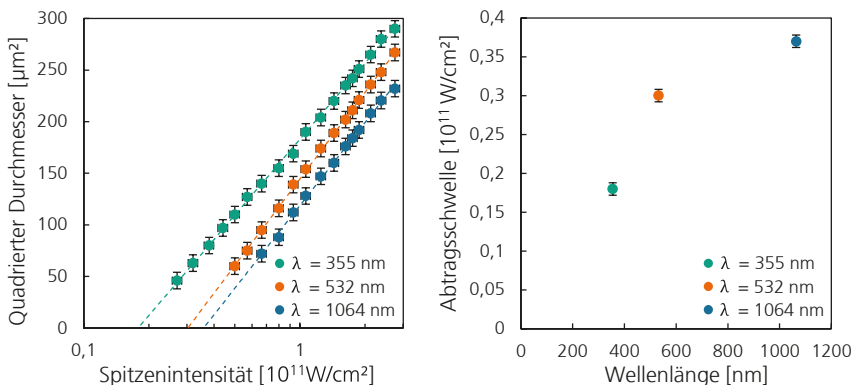


Abbildung 27: Abtragsschwellen von Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 100 kHz, Fokusbereich 11 μm , Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 100 μm

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Abtragsschwelle bei einer Wellenlänge von 1064 nm im Vergleich zu den Wellenlängen 355 nm und 532 nm am größten, weil die Absorption entweder über aufwändige Mehrphotonenprozesse oder über die indirekte Bandlücke erfolgt. Im sichtbaren Wellenlängenbereich bei 532 nm ist der Absorptionskoeffizient bereits größer, was zu einer geringeren Schwellintensität führt. Die geringste Abtragsschwelle liegt bei 355 nm, wo ein direkter Bandübergang möglich ist. Im Vergleich mit den optischen Eindringtiefen in Abhängigkeit der Wellenlänge aus Kapitel 3.4.3 fällt auf, dass kein systematischer Zusammenhang abgeleitet werden kann. Die optischen Eindringtiefen betragen mehrere 100 μm für eine Wellenlänge von 1064 nm, 10 μm für eine Wellenlänge von 532 nm und 0,1 μm für eine Wellenlänge von 355 nm. Somit liegen mehrere Größenordnungen zwischen den Werten der optischen Eindringtiefe; ein Unterschied, der in dieser Form bei den Abtragsschwellen nicht beobachtet werden kann. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Ermittlung der optischen Eindringtiefen ausschließlich auf Basis linearer Absorptionsbedingungen geschieht, d. h. keine Multiphotonenprozesse berücksichtigt werden, die aufgrund der ultrakurzen Pulsdauern aber als sicher angenommen werden können.

Nachfolgend wird untersucht, ob die Abhängigkeit der Abtragsschwelle von der Wellenlänge auch beim Sublimationsschneiden in Form des erreichbaren Aspektverhältnisses nachweisbar ist. Abbildung 28 zeigt für drei Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm die Abtragstiefe und Abtragsbreite bei einer zunehmenden Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000, bei einer Pulsenergie von 2 μJ und entsprechend einer Spitzenintensität von $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Wie zuvor beträgt die Pulsdauer 10 ps, der Fokusbereich 11 μm , der Pulsabstand 5 μm und die einfallende Laserstrahlung ist p-polarisiert. Bereits nach 100 Überfahrten wirkt sich der Einfluss der Wellenlänge auf die Abtragstiefe aus. Bei Verwendung von 355 nm beträgt die Tiefe 32 μm , bei 532 nm Wellenlänge liegt der Tiefenwert bei 20 μm und bei einer Wellenlänge von 1064 nm beträgt die Abtragstiefe 15 μm . Mit etwa diesem Abstand verlaufen im Weiteren alle drei Kurven asymptotisch gegen ihren jeweiligen Grenzwert der Abtragstiefe. Dieser beträgt nach 1000 Überfahrten für 355 nm Wellenlänge 61 μm , für eine Wellenlänge von 532 nm folgt ein Wert der Abtragstiefe von 51 μm und für 1064 nm Wellenlänge beträgt die asymptotische Abtragstiefe 45 μm . Obwohl es sich um signifikante Unterschiede in der Tiefe handelt, spiegeln diese nicht die Verhältnisse der Schwellintensitäten aus Abbildung 27 wieder. Dies liegt insbesondere daran, dass die Abtragsschwelle nur für einen diskreten Einzelpulsabtrag gilt und keine Inku-

bationseffekte berücksichtigt. Inkubationseffekte beschreiben das unterschiedliche Abtragsverhalten von Material in Abhängigkeit der Anzahl an Laserpulsen, die auf die gleiche Stelle treffen. Weiterhin wurde die Abtragsschwelle für den senkrechten Einfall auf einer Oberfläche bestimmt und nicht für den Abtrag in einer vorstrukturierten Fuge. Im rechten Teil von Abbildung 28 ist die Entwicklung der Abtragsbreite für alle drei Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm bei 100 bis 1000 Überfahrten dargestellt. Ähnlich wie bei der Abtragstiefe ist eine klare Staffelung erkennbar. Bereits nach einigen hundert Überfahrten stellt sich bei 355 nm Wellenlänge eine Abtragsbreite von 22 μm , bei 532 nm Wellenlänge eine Abtragsbreite 20 μm und bei einer Wellenlänge von 1064 nm eine Breite von 18,5 μm ein. Die Abtragsbreite ist bei 355 nm am größten, da die Schwellintensität für Abtrag, aufgrund des direkten Bandübergangs, am geringsten ist und somit ein größerer Anteil der gaußförmigen Intensitätsverteilung über der Abtragsschwelle liegt und dem Abtragsprozess zur Verfügung steht.

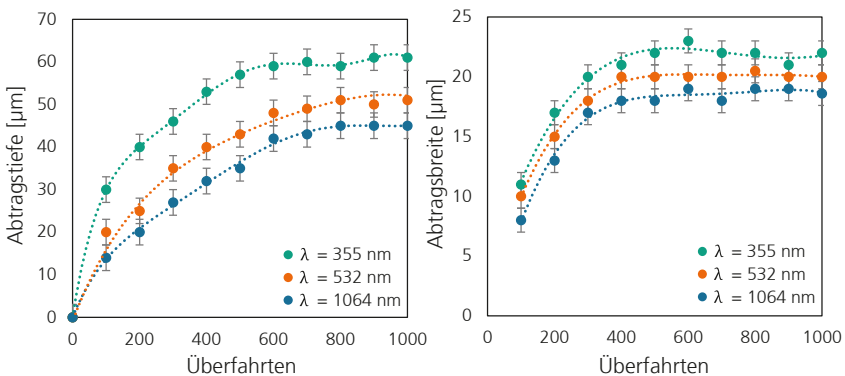


Abbildung 28: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 2 μJ , Fokusbereich 11 μm , Pulsabstand 5 μm , p-Polarisation

Tabelle 9 fasst die Abtragsbreiten und -tiefen nach 1000 Überfahrten zum Aspektverhältnis zusammen und stellt dieses mit dem Verhältnis aus dem jeweiligen Spitzen- zu Schwellintensität für Abtrag dar. Obwohl der Unterschied in der Abtragsschwelle zwischen den Wellenlängen 355 nm und 1064 nm mehr als einen Faktor zwei beträgt, unterscheidet sich das Aspektverhältnis nur geringfügig. Das maximale Aspektverhältnis liegt für eine Wellenlänge von 355 nm bei einem Wert von 2,77, für 532 nm Wellenlänge bei einem Wert von 2,55

und für eine Wellenlänge von 1064 nm liegt das Aspektverhältnis bei 2,43. Der Abtrag mit einer Wellenlänge von 1064 nm ist, bezogen auf das erreichbare Aspektverhältnis, effektiver als bei einer Wellenlänge von 355 nm. Dafür können die unterschiedlichen Absorptionsmechanismen im Zusammenhang mit einem hohen Anteil an Reflexionen bei einer Wellenlänge von 1064 nm verantwortlich gemacht werden. Noch klarer werden diese Unterschiede bei Betrachtung der Versuchsergebnisse bei höherer Spitzenintensität (vgl. Abbildung 29).

Wellenlänge [nm]	Schwellintensität I_s [10^{10} W/cm ²]	I_0/I_s	Tiefe [μ m]	Breite [μ m]	Aspektverhältnis
355	1,8	23,3	61	22	2,77
532	3	14	51	20	2,55
1064	3,76	11,2	45	18,5	2,43

Tabelle 9: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm im Hinblick auf die jeweiligen Spitzenintensitäten im Vergleich zur Schwellintensität für Abtrag, sowie dem erreichten Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $4,2 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 2 μ J, Fokusbereich 11 μ m, Pulsabstand 5 μ m, p-Polarisation, 1000 Überfahrten

Abbildung 29 zeigt den Verlauf der Abtragstiefe und -breite bei gleichen Versuchsbedingungen wie zuvor, mit dem Unterschied einer dreifach erhöhten Pulsenergie, die nun 6 μ J beträgt. Die Spitzenintensität beträgt demzufolge $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm². Der grundlegende Kurvenverlauf bleibt unverändert, wobei auffällt, dass der Einfluss der Wellenlänge merklich abgenommen hat. Insbesondere für die Wellenlängen 532 nm und 1064 nm sind nur noch geringfügige Unterschiede in der Abtragstiefe zu erkennen. Nach 1000 Überfahrten beträgt die Abtragstiefe für eine Wellenlänge von 355 nm 127 μ m, für 532 nm Wellenlänge 120 μ m und für eine Wellenlänge von 1064 nm beträgt die Abtragstiefe 119 μ m. Dieser Eindruck lässt sich für die Abtragsbreite nicht bestätigen, die nach 1000 Überfahrten für 355 nm Wellenlänge bei 25 μ m, für 532 nm Wellenlänge bei 23 μ m und für eine Wellenlänge von 1064 nm bei 21 μ m liegt. Die Steigerung der Spitzenintensität wirkt sich nicht bei allen Wellenlänge gleich stark aus.

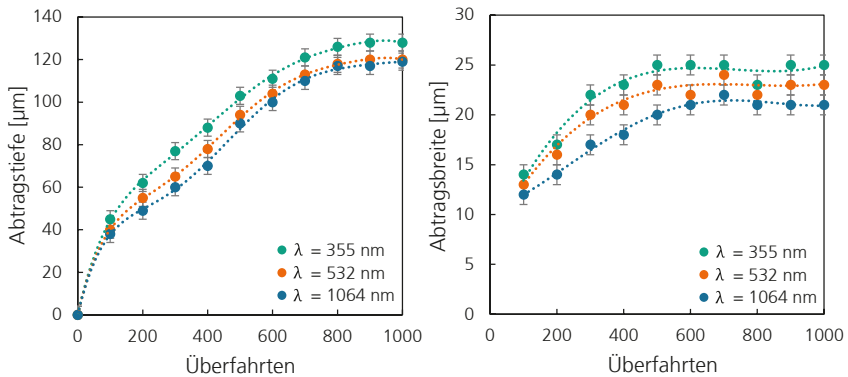


Abbildung 29: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation

In Tabelle 10 ist die Abtragstiefe und -breite nach 1000 Überfahrten zum Aspektverhältnis zusammengefasst und im Vergleich zur vorliegenden Spitzenintensität im Verhältnis zur Schwellintensität für Abtrag dargestellt.

Wellenlänge [nm]	Schwellintensität I_s [10^{10} W/cm^2]	I_0/I_s	Tiefe [µm]	Breite [µm]	Aspektverhältnis
355	1,8	70	127	25	5,1
532	3	42	120	23	5,2
1064	3,76	33,5	119	21	5,6

Tabelle 10: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm im Hinblick auf die jeweiligen Spitzenintensitäten im Vergleich zur Schwellintensität, sowie dem erreichten Aspektverhältnis. Weitere Versuchparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten

Das maximale Aspektverhältnis liegt für 355 nm Wellenlänge bei 5,1. Bei einer Wellenlänge von 532 nm bei 5,2 und bei einer Wellenlänge von 1064 nm bei 5,6. Somit ist bei einer Wellenlänge von 1064 nm das Aspektverhältnis größer als bei einer Wellenlänge von 355 nm, obwohl die Schwellintensität um einen Faktor zwei größer ist. Erklärbar ist dieses Phänomen durch die unterschiedlichen Absorptionsmechanismen in Abhängigkeit der Wellenlänge. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm dominiert die Mehrphotonenabsorption, die

durch hohe Spitzenintensitäten begünstigt wird. Hohe Spitzenintensitäten liegen nur in einem sehr engen Bereich um das Strahlzentrum vor, was zu einem sehr selektiven Abtrag führt. Die Flanken des Gaußprofils tragen demnach kaum zum Abtrag bei und der Wirkdurchmesser ist kleiner als bei einer Wellenlänge von 355 nm. Weiterhin können auch thermische Effekte verantwortlich gemacht werden. Zwar ist der Absorptionskoeffizient bei Raumtemperatur für eine Wellenlänge von 1064 nm mehrere Größenordnungen kleiner als bei einer Wellenlänge von 355 nm, aber bei steigender Temperatur des Werkstücks reduziert sich dieser Abstand zunehmend. Im schmelzflüssigen Zustand oberhalb von 1400 °C verhält sich Silizium auf Bestrahlung mit Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 1064 nm ähnlich wie ein Metall, ist vollständig leitfähig und somit hochreflektierend, auch für eine Wellenlänge von 1064 nm. Dieser Sachverhalt wird ausführlich in Kapitel 5.2.6 und 5.3 aufgegriffen und diskutiert. Abbildung 30 zeigt einen qualitativen Vergleich der Abtragsergebnisse bei den verschiedenen Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm anhand lichtmikroskopischer Aufnahmen des Abtragsquerschnitts. Die Querschnittsaufnahmen sind durch mechanisches Querbrehen ohne metallografische Aufbereitung entstanden.

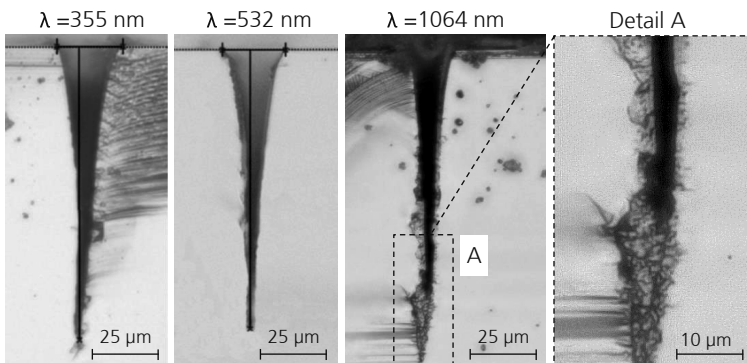


Abbildung 30: Qualitativer Vergleich der Abtragsgeometrien im Querschnitt (keine metallografische Präparation) bei Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Weitere Versuchsparameter: Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 11 µm, Pulsabstand 5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten

Die Abtragskontur ist für alle Wellenlängen glatt und frei von Abtragspartikeln. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm treten um die Schnittfuge herum Mikrorisse und Ausbrüche auf. Diese Mikrorisse können möglicherweise auf tief eingedrungene Strahlung bei vorigen Überfahrten oder auf eine hohe Anzahl an Reflexionen in der Schnittfuge zurückgeführt

werden. Bei jeder Reflexion wird immer ein kleiner Teil der einfallenden Laserstrahlung absorbiert, was unter Umständen zu den mikroskopischen Schädigungen führen kann.

5.2.3 Pulsdauer

Neben der Laserwellenlänge, die wesentlich den Abtragsmechanismus beeinflusst, ist die Pulsdauer ein Kriterium für die vorliegende Spitzenintensität bei Verwendung gleicher Pulsenergien. So ist z. B. bei Verwendung von Pulsen mit einer Dauer von 200 fs im Vergleich zu 10 ps die Spitzenintensität bei gleicher Pulsenergie um einen Faktor 50 höher. Inwiefern dieser Zusammenhang das erzielbare Aspektverhältnis beeinflusst, soll nachfolgend analysiert werden. Zunächst wird der Zusammenhang zwischen Pulsdauer und Abtragsschwelle betrachtet. Abbildung 31 zeigt die Abhängigkeit der Abtragsschwelle in Bezug auf die Spitzenintensität und die Spitzenfluenz von der Pulsdauer anhand von drei Messpunkten bei 0,2 ps, 1 ps und 10 ps. Die Ergebnisse wurden bei einer Wellenlänge von 514 nm und einem Fokusbereich von 15 μm im Einzelpulsabtrag erzielt. Bei einer Pulsdauer von 200 fs beträgt die Schwellfluenz 0,28 J/cm^2 , bei 1 ps Pulsdauer 0,35 J/cm^2 und bei einer Pulsdauer von 10 ps liegt ebenfalls eine Schwellfluenz von 0,35 J/cm^2 vor.

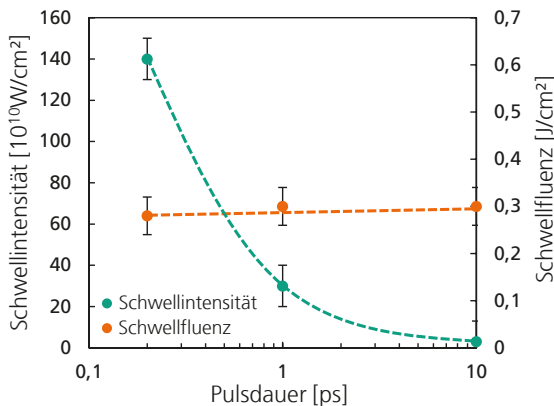


Abbildung 31: Schwellintensität und Schwellfluenz für Abtrag von Silizium bei unterschiedlichen Pulsdauern von 0,2 ps, 1 ps und 10 ps. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 100 kHz, Fokusbereich 15 μm , Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 100 μs

Die Schwellintensität für Abtrag kann mit den Formeln 3.7 und 3.8 berechnet werden und zeigt eine signifikante Abhängigkeit von der Pulsdauer. Bei einer Pulsdauer von 10 ps beträgt die Schwellintensität $3 \cdot 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$, bei 1 ps Pulsdauer ist die Schwellintensität

$30 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ und bei einer Pulsdauer von 200 fs beträgt die Schwellintensität $140 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Die markante Abhängigkeit der Schwellintensität für Abtrag von der Pulsdauer kann durch die Charakteristik der Wechselwirkung zwischen ultrakurz gepulster Laserstrahlung und Silizium (vgl. Kapitel 3.4.3) erklärt werden. Die Absorption der Photonen erfolgt zunächst durch Elektronen und im späteren Verlauf wird die Energie durch Stöße an die Atomrümpfe übertragen. Für diesen Energietransfer werden im Fall von Silizium einige 100 Femtosekunden bis zu wenigen Pikosekunden benötigt [79]. Die untersuchten Pulsdauern liegen in diesem Zeitregime bzw. leicht darüber. Abbildung 32 zeigt in diesem Zusammenhang die Korrelation zwischen der Modifikationsschwelle (Schwelle 1) und Abtragschwelle (Schwelle 2) von Glas und der Pulsdauer. Im linken Teil der Abbildung ist die Schwellfluenz und im rechten Teil die Schwellintensität in Abhängigkeit der Pulsdauer dargestellt. Zwar handelt es sich bei Glas um ein Dielektrikum und im Gegensatz dazu bei Silizium um einen Halbleiter, trotzdem kann, aufgrund der nicht vorhandenen freien Elektronen, von einer vergleichbaren Laser-Material-Wechselwirkung und entsprechenden Absorptionsmechanismen ausgegangen werden. Als Referenz ist in beiden Diagrammen eine Pulsdauer von 10 ps mit einer schwarz gestrichelten Linie markiert. Bei Betrachtung der Schwellfluenz im linken Teil der Abbildung fällt auf, dass oberhalb von einer Pulsdauer von 10 ps ein starker Zusammenhang zwischen Schwellfluenz und Pulsdauer vorliegt. Mit steigender Pulsdauer muss eine stets größer werdende Fluenz aufgebracht werden, um Abtrag zu induzieren. Unterhalb von einer Pulsdauer von 10 ps liegt nur eine sehr schwache Korrelation vor. Bei einer Verkürzung der Pulsdauer um einen Faktor 100 auf 0,1 ps, ändert sich die Abtragschwelle um einen Faktor fünf. Unterhalb von wenigen ps spielt offensichtlich die Zeit, in der die Pulsenergie in das Material eingebracht wird, nur noch eine untergeordnete Rolle.

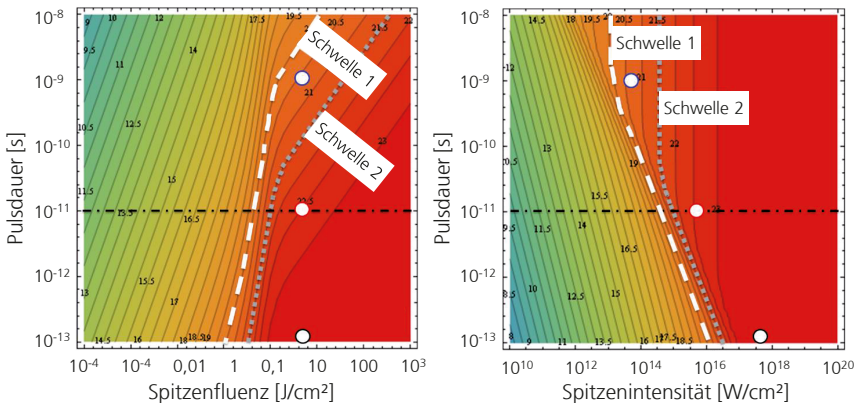


Abbildung 32: Zusammenhänge zwischen der Abtragsschwelle (Schwelle 2) und der Modifikationsschwelle (Schwelle 1) in Bezug auf die Spitzenfluenz bzw. Spitzenintensität in Abhängigkeit der Laserpulsdauer. Die Diagramme zeigen in Falschfarben die resultierende Elektronendichte für Glas, die als proportionale Maßeinheit für die Abtragsschwelle bzw. Modifikationsschwelle dient. Aus [98] mit freundlicher Genehmigung von U. Eppelt

Bei Betrachtung der Spitzenintensität im rechten Diagramm der Abbildung können ebenfalls zwei Bereiche mit unterschiedlichen Zusammenhängen zwischen Pulsdauer und Spitzenintensität identifiziert werden. Oberhalb einer Pulsdauer von 10 ps ist die Schwelle nicht abhängig von der Spitzenintensität. Eine Änderung der Pulsdauer oberhalb von 10 ps führt nicht zu einer Veränderung der Abtragsschwelle. Im Pulsdauerbereich unterhalb von 10 ps führt eine Verkürzung der Pulsdauer um einen Faktor 100 zu einer Vergrößerung der Abtragsschwelle in vergleichbarem Maße (Faktor 70). Zusammenfassend kann in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen davon ausgegangen werden, dass im Pulsdauerbereich unterhalb von 10 ps keine Korrelation zwischen Pulsdauer und Abtragsschwelle in Bezug auf die Spitzenintensität vorliegt.

Abbildung 33 zeigt für drei Pulsdauern 0,2 ps, 1 ps und 10 ps die Abtragstiefe und Abtragsbreite von 100 bis 1000 Überfahrten bei einer Pulsenergie von 11 μ J. Dabei beträgt die Wellenlänge 514 nm, der Fokusbereich 15 μ m, der Pulsabstand 7,5 μ m und die einfallende Laserstrahlung ist p-polarisiert. Nach 100 Überfahrten liegt die Abtragstiefe bei 48 μ m für eine Pulsdauer von 10 ps, 45 μ m für eine Pulsdauer von ps und 54 μ m für eine Pulsdauer von 0,2 ps. Ausgehend davon steigert sich die Tiefe für Pulsdauern von 1 ps und 10 ps ansatzweise linear mit etwa 10 μ m pro 100 Überfahrten und strebt gegen einen asymptotischen Grenzwert von 143 μ m.

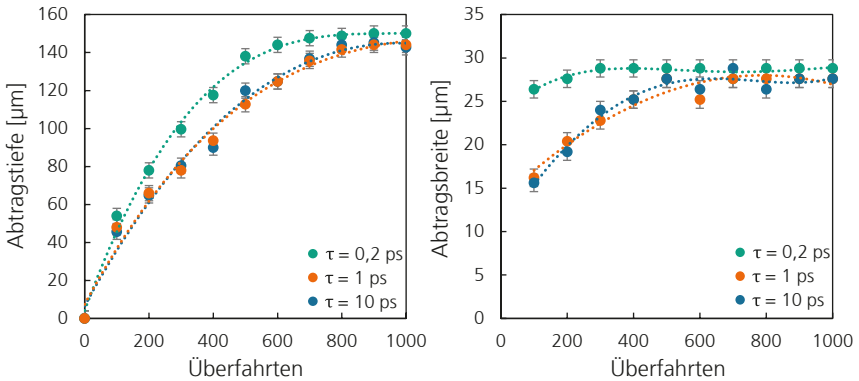


Abbildung 33: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei verschiedenen Pulsdauern von 0,2 ps, 1 ps, 10 ps in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Fokusbereich 15 μm , Pulsabstand 7,5 μm , p-Polarisation

Anders entwickelt sich die Schnittfugegeometrie für eine Pulsdauer von 200 fs: Ausgehend von 100 Überfahrten steigert sich die Tiefe hierbei mit etwa 17 μm pro 100 Überfahrten und gewinnt mit jeder Überfahrt einen Tiefenvorsprung zu den anderen beiden Pulsdauern. Diese Entwicklung hält bis etwa 500 Überfahrten an und strebt dann asymptotisch gegen einen Grenzwert der Abtragstiefe von 150 μm . Die finale Abtragstiefe liegt bei 150 μm und ist somit nur geringfügig tiefer als bei einer Pulsdauer von 10 ps bzw. 1 ps. Auf der rechten Seite der Abbildung ist der Verlauf der Abtragstiefe für die drei Pulsdauern dargestellt. Die Messwerte zeigen für die Pulsdauern 1 ps und 10 ps das typische, bereits identifizierte Einlaufverhalten, was sich für beide Pulsdauern ab 500 Überfahrten bei 27 μm Abtragsbreite einpendelt. Abweichend von diesem Kurvenverlauf liegt die Abtragsbreite bei einer Pulsdauer von 200 fs unmittelbar im Bereich der Endbreite, die 28 - 29 μm beträgt. Tabelle 11 fasst die Abtragsbreiten und -tiefen für alle verwendeten Pulsdauern nach 1000 Überfahrten zusammen zum Aspektverhältnis. Obwohl sich bei isolierter Betrachtung der Schwellintensitäten für Abtrag große Unterschiede zwischen den einzelnen Pulsdauern zeigen, sind im Abtragsergebnis derartige Unterschiede im Hinblick auf das Aspektverhältnis nicht zu beobachten. Unabhängig von der Pulsdauer im Bereich von 0,2 ps bis 10 ps beträgt das erreichbare Aspektverhältnis 5,2. Im Quervergleich mit den Ergebnissen aus Kapitel 5.2.1 sind die erzielten Abtragstiefen und Abtragsbreiten über alle Pulsdauern hinweg etwa 20 % größer. Dies ist, wie zu Beginn des Kapitels 5.2 beschrieben, auf

den größeren Strahldurchmesser von 15 μm im Vergleich zu 11 μm zurückzuführen. Entsprechend ist auch die Pulsenergie von 6 μJ auf 11 μJ angepasst, um gleiche Intensitätsverhältnisse zu gewährleisten.

Pulsdauer [ps]	Tiefe [μm]	Breite [μm]	Aspektverhältnis
0,2	150	29	5,2
1	143	27,5	5,2
10	144	27,5	5,2

Tabelle 11: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei den Pulsdauern 0,2 ps, 1 ps und 10 ps im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 514 nm, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Fokusbereich 15 μm , Pulsabstand 7,5 μm , p-Polarisation, 1000 Überfahrten

Obwohl beim Aspektverhältnis kein Einfluss der Pulsdauer zu beobachten ist, verläuft die Entwicklung der Abtragsgeometrie unterschiedlich. Bei einer Pulsdauer von 0,2 ps ist die Abtragsfuge bis in den Grund breiter als bei einer Pulsdauer von 10 ps. Die Abtragstiefe ist pro 100 Überfahrten um ca. 5 μm größer als bei einer Pulsdauer von 10 ps. Beide Effekte ergeben einen höheren Volumenabtrag bei einer Pulsdauerverkürzung von 10 ps auf 0,2 ps. Mögliche Ursache für diese Steigerung ist die bei kurzen Pulsdauern größere Spitzenintensität, die tief ins Material eindringt und so mit jedem Puls zu größerem Abtrag führt. Zu bemerken ist jedoch, dass dieser Unterschied ab ca. 500 Überfahrten kontinuierlich zurückgeht.

5.2.4 Strahlprofil

Durch die Verwendung unterschiedlicher Strahlprofile kann die Intensitätsverteilung und somit die Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Probenmaterial eingestellt werden. Bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung ist das Intensitätsmaximum per Definition im Strahlzentrum. Andere Strahlformen, wie z. B. ein TopHat-Strahlprofil weist kein Maximum auf, sondern verfügt über eine homogene Intensitätsverteilung (vgl. Abbildung 34). Unterschiede im Strahlprofil können durch optische Elemente induziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt die Strahlformung durch diffraktive optische Elemente im Rohstrahl vor der Strahlablenkung und Fokussierung. Systembedingt ist es dabei nicht zu vermeiden, dass die durch den Strahlformer manipulierten Strahlprofile größer als die nativen Strahlprofile sind. Für die nachfolgend beschriebenen Versuche werden ein Gauß-Strahlprofil mit einem Fokusbereich von 15 μm , ein Donut-Strahlprofil mit Fokusbereich von 20 μm und ein TopHat-Strahlprofil mit Kantenlänge 20 μm verwendet. Sowohl beim Donut- als

auch beim TopHat-Strahlprofil sind um den eigentlichen Strahl schwache Intensitätsüberhöhungen zu erkennen, die aus der Überlagerung von höheren Beugungsordnungen stammen. Dabei handelt es sich um ein typisches Phänomen, das bei Strahlteilung und -formung mit diffraktiven optischen Elementen auftritt. Durch entsprechende Maskierung oder Filterung in einer Zwischenbildebene können die höheren Ordnungen ausgeblendet werden.

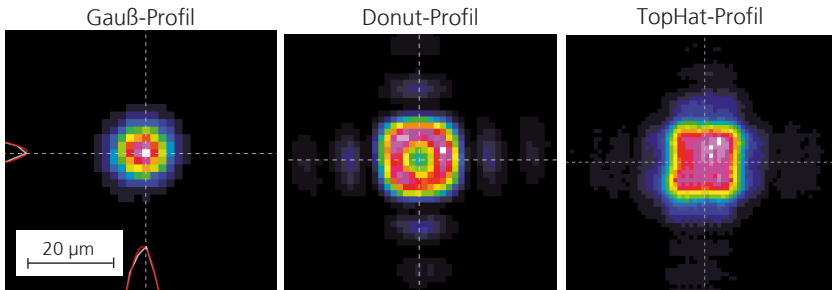


Abbildung 34: Darstellung der verwendeten Strahlprofile anhand von Aufnahmen des Strahlquerschnitts im Fokus mit einer CMOS-Strahl Diagnosekamera: Gauß-Strahlprofil (links), Donut-Strahlprofil (mitte) und TopHat-Strahlprofil (rechts)

Aufgrund der unterschiedlichen Energieverteilung ergeben sich Unterschiede in der Spitzenintensität. Im Vergleich zur Spitzenintensität des Gauß-Strahlprofils mit $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ergeben sich bei einem Donut-Strahlprofil nur noch $0,6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und beim TopHat-Strahlprofil $0,2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Um dieses Intensitätsdefizit auszugleichen, muss eine größere Pulsenergie eingesetzt werden. Im Fall des Donut-Strahlprofils ist das eine Pulsenergie von 23 µJ und im Falle des TopHat-Strahlprofils müssen 60 µJ Pulsenergie aufgebracht werden, um eine Intensität von $0,9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ zu erreichen. Eine höhere Intensität ist systembedingt nicht zu erreichen, da die verwendete Laserstrahlquelle ihr Leistungsmaximum erreicht.

Abbildung 35 zeigt für drei verschiedene Strahlformen die Abtragsgeometrie in Form der Tiefe und Breite über eine zunehmende Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 bei einer Pulsenergie von 11 µJ . Dabei beträgt die Wellenlänge 532 nm , der Pulsabstand $7,5 \text{ µm}$ und die Laserstrahlung ist p-polarisiert. Aufgrund der unterschiedlichen Fokusgrößen ergeben sich, wie oben beschrieben, Unterschiede in der Spitzenintensität. Bereits nach 100 Überfahrten zeigt sich ein Unterschied im Abtragverhalten der Strahlprofile. Im Fall einer gaußförmigen Strahlverteilung stellt sich eine Tiefe von 48 µm ein. Demgegenüber beträgt die

Abtragstiefe im Falle der Donut-Strahlverteilung nur 20 μm und für den TopHat-Strahl beträgt die Abtragstiefe 15 μm .

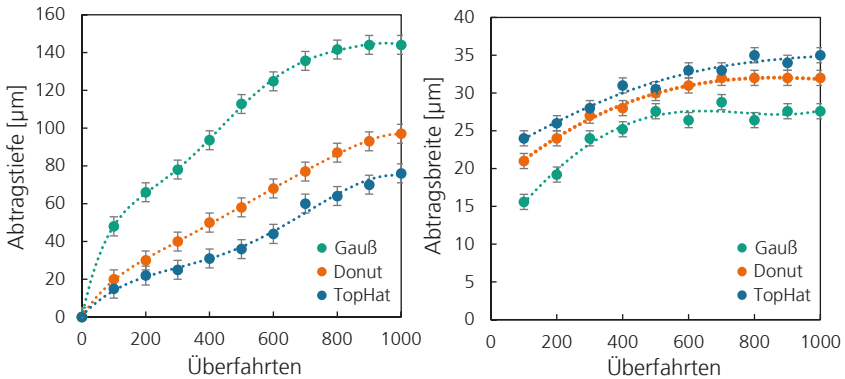


Abbildung 35: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei Gauß-Strahlprofil, Donut-Strahlprofil und TopHat-Strahlprofil in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Gauß-Strahl), Spitzenintensität $0,6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Donut-Strahl), Spitzenintensität $0,2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Pulsabstand 7,5 μs , p-Polarisation

Dieser Unterschied verstärkt sich bei zunehmender Anzahl an Überfahrten und nach 1000 Überfahrten beträgt die Abtragstiefe beim Gauß-Strahlprofil 144 μm , beim Donut-Strahlprofil kommt es zu einer Tiefe von 97 μm und beim TopHat-Strahlprofil resultiert eine Tiefe von 76 μm . Bei Betrachtung der Schnittfugenbreite zeigt sich ein umgekehrtes Bild. Übergreifend über alle Überfahrten ist die Abtragsgeometrie im Falle eines TopHat-Strahls am breitesten und beträgt im Maximum 35 μm nach 1000 Überfahrten. Etwas kleiner ist die Abtragsgeometrie nach 1000 Überfahrten beim Donut-Strahlprofil mit 32 μm . Im Vergleich dazu führt der Abtrag mit Gauß-Strahlprofil nach 1000 Überfahrten lediglich zu einer Breite von 27,5 μm .

Tabelle 12 komprimiert die Werte der Abtragsgeometrien in Abhängigkeit der Strahlform und gibt das Aspektverhältnis nach 1000 Überfahrten an. Im Vergleich zum Referenzversuch mit gaußförmiger Laserstrahlung und einem Aspektverhältnis von 5,2, ergibt sich im Vergleich dazu mit einem Donut-Profil nur ein Wert von 3 und mit einem TopHat-Profil nur ein Wert 2,2.

Strahlprofil	Tiefe [μm]	Breite [μm]	Aspektverhältnis
Gauß	144	27,5	5,2
Donut	97	32	3
TopHat	76	35	2,2

Tabelle 12: Gegenüberstellung der Abtragungsergebnisse bei den Pulsdauern 0,2 ps, 1 ps und 10 ps im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Gauß-Strahl), Spitzenintensität $0,6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (Donut-Strahl), Spitzenintensität $0,2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 μJ , Pulsabstand 7,5 μm , p-Polarisation, 1000 Überfahrten

Durch die Umverteilung der Intensität wird eine größere Fläche beeinflusst und abgetragen. Die manipulierten Strahlprofile sind etwa um einen Faktor 1,5 größer als die Referenz. Nach Skalierung um diesen Faktor resultiert ein Aspektverhältnis von 4,5 für einen Donutstrahl und ein Aspektverhältnis von 3,3 für einen TopHatstrahl. Diese Werte liegen unterhalb der Referenzmarke von 5,2 für das Gauß-Strahlprofil. Abbildung 36 zeigt für die drei verschiedenen Strahlformen die Abtragsgeometrie in Form der Tiefe und Breite über eine zunehmende Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 für vergleichbare Spitzenintensitäten. Im Falle des Donutprofils ergibt sich bei einer Pulsenergie von 23 μJ eine Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und beim TopHat Profil bei einer Pulsenergie von 60 μJ eine Spitzenintensität von $0,9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Die Tiefe liegt bei Verwendung des TopHat-Strahlprofils erneut unterhalb der Tiefe des Referenzversuches mit gaußförmiger Intensitätsverteilung und beträgt 130 μm nach 1000 Überfahrten. Bei donutförmiger Intensitätsverteilung liegt die Tiefe nach 1000 Überfahrten bei 163 μm und ist somit größer als die erreichte Tiefe mit gaußförmigem Strahlprofil. Die modulierten Strahlprofile weisen eine größere Abtragsbreite auf. Im Einzelnen sind das nach jeweils 1000 Überfahrten 35 μm für die Donut-Strahlverteilung und 40 μm für die TopHat-Strahlverteilung. Tabelle 13 zeigt das resultierende Aspektverhältnis nach 1000 Überfahrten, das den Wert 4,7 im Fall des Donut-Strahlprofils, den Wert 3,3 für das TopHat-Strahlprofil und den Wert 5,2 bei gaußförmiger Strahlverteilung hat.

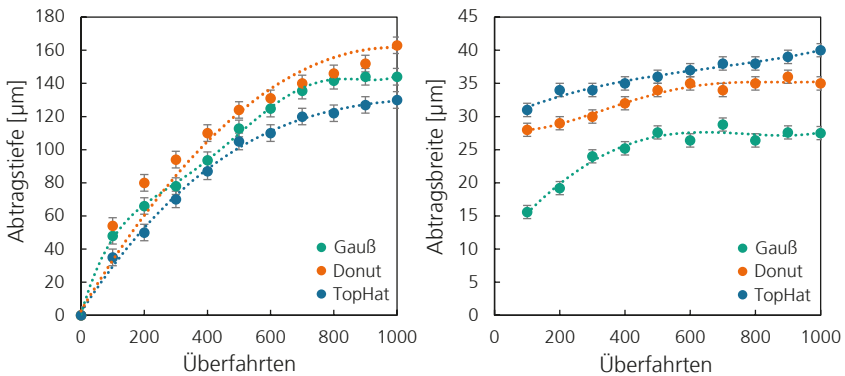


Abbildung 36: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei Gauß-Strahlprofil, Donut-Strahlprofil und TopHat-Strahlprofil in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm² (Gauß-Strahl; Donut-Strahl), Spitzenintensität $0,9 \cdot 10^{12}$ W/cm² (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 µJ (Gauß-Strahl), Pulsenergie 23 µJ (Donut-Strahl), Pulsenergie 60 µJ (TopHat-Strahl), Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation

Strahlprofil	Tiefe [µm]	Breite [µm]	Aspektverhältnis
Gauß	1,3	144	27,5
Donut	1,3	163	35
TopHat	0,9	130	40

Tabelle 13: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei Gauß-Strahlprofil, Donut-Strahlprofil und TopHat-Strahlprofil im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm² (Gauß-Strahl; Donutstrahl), Spitzenintensität $0,9 \cdot 10^{12}$ W/cm² (TopHat-Strahl), Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 11 µJ (Gaußstrahl), Pulsenergie 23 µJ (Donutstrahl), Pulsenergie 60 µJ (TopHatstrahl), Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation, 1000 Überfahrten

Nachfolgend wird die Abtragsgeometrie anhand von lichtmikroskopischen Querschnittaufnahmen analysiert. Abbildung 37 zeigt die Entwicklung der Abtragsgeometrie im Querschnitt bei einer donutförmigen Intensitätsverteilung für 100, 200, 400 und 600 Überfahrten und den folgenden Versuchsparametern: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 23 µJ, Pulsabstand 7,5 µm, p-Polarisation. Die dargestellten Abtragsgeometrien unterscheiden sich von denen, die mit einem Gaußstrahl hergestellt worden sind. Bereits nach 100 Überfahrten deutet sich ein nach außen vertieftes Abtragsprofil an, was zu diesem Zeitpunkt etwa ein Aspektverhältnis von 1 aufweist (20 µm Tiefe zu 20 µm Breite). Nach 200 Überfahrten haben sich die Vertiefungen weiter ausgeprägt und verfügen über eine, im Vergleich zur

Mitte, relative Tiefe von $20\text{ }\mu\text{m}$. Insgesamt beträgt das Aspektverhältnis nun 1,3 bei einer Tiefe von $31\text{ }\mu\text{m}$ und einer Breite von $24\text{ }\mu\text{m}$. Nach 400 Überfahrten hat sich die Fuge vergrößert, wobei die Breite auf $28\text{ }\mu\text{m}$ und die Tiefe auf $50\text{ }\mu\text{m}$ angewachsen ist, woraus ein Aspektverhältnis von 1,8 resultiert. Die Profilierung durch das Donut-Intensitätsprofil ist weiterhin erkennbar, hat sich aber im Vergleich zum Profil nach 200 Überfahrten leicht abgeschwächt. Nach 600 Überfahrten sind keine Abtragsspuren eines Donutprofils mehr erkennbar. Die Tiefe beträgt nun $68\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Abtragsbreite von $31\text{ }\mu\text{m}$. Zu diesem Zeitpunkt ist bereits das maximale Aspektverhältnis von 2,2 erreicht. Zwar wächst die Tiefe über die nächsten 400 Überfahrten noch auf $97\text{ }\mu\text{m}$ an, in gleichem Maße steigt auch die Breite, die nach 1000 Überfahrten einen Wert von $32\text{ }\mu\text{m}$ aufweist.

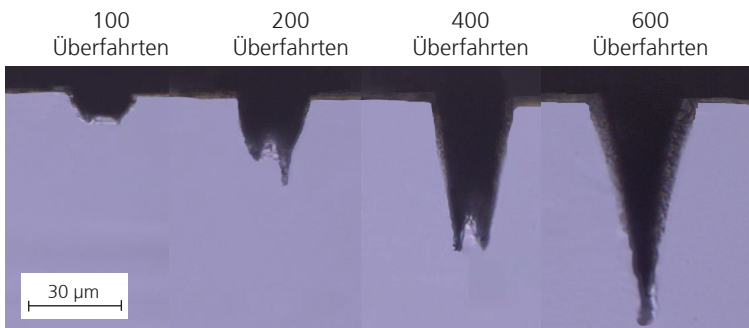


Abbildung 37: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Abtragsgeometrien im Querschnitt (keine metallografische Präparation) in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100, 200, 400 und 600 für ein donutförmiges Strahlprofil. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm , Pulsdauer 10 ps , Spitzenintensität $0,6 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz , Pulsenergie $11\text{ }\mu\text{J}$, Pulsabstand $7,5\text{ }\mu\text{s}$, p-Polarisation

Für die Änderungen der Abtragsgeometrie können mehrere Ursachen identifiziert werden. Hinsichtlich ihrer Form oder Intensitätsverteilung modulierte Strahlen weisen in Ausbreitungsrichtung im Gegensatz zu gaußförmigen Strahlen keine stetige Strahlkaustik auf. Das heißt, dass sich die Verteilung der Intensität und ggfs. auch die Strahlform mit fortschreitender Tiefe im Material ändern. Weiterhin kommt es mit zunehmender Abtragstiefe aufgrund von Projektionseffekten zu größerer thermischer Beeinflussung, was zum Abschmelzen der filigranen Säule im Kerbenzentrum führt. Schließlich kann auch von den seitlichen Abtragsflanken reflektierte Strahlung für den Abtrag des Volumens in der Fugenmitte verantwortlich gemacht werden. Eine Anpassung der z-Position mit fortschreitender Abtragstiefe erhöht das Aspektverhältnis nicht (vgl. Kapitel 4.3).

5.2.5 Polarisationsrichtung

Bereits in Kapitel 3.3.2 ist anhand von Reflektionsdaten in Abhängigkeit des Projektionswinkels gezeigt, dass die Polarisationsrichtung bei nichtsenkrechtem Einfall einen Einfluss auf die Absorption der Laserstrahlung hat. Für einen hohen Wirkungsgrad der Strahl-Materie-Wechselwirkung sollte die Polarisation senkrecht zu den Abtragsflanken ausgerichtet sein (p-Polarisation). Nachfolgend wird geprüft, ob diese Ausrichtung auch für die Ausbildung einer Schnittfuge mit möglichst hohem Aspektverhältnis optimal ist, bzw. welcher Einfluss der Polarisationsrichtung auf die Abtragsgeometrie im Allgemeinen vorliegt.

Abbildung 38 zeigt im Vergleich die Abtragstiefe und Abtragsbreite bei zunehmender Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 für senkrechte und parallel polarisierte Laserstrahlung. Während bei paralleler Polarisation die Tiefe kontinuierlich zunimmt, ab 700 Überfahrten gegen einen asymptotischen Grenzwert läuft und schließlich einen Wert von $136\text{ }\mu\text{m}$ erreicht, wächst die Abtragsgeometrie bei senkrecht polarisierter Strahlung langsamer an. Nach 100 Überfahrten ist der Unterschied noch zu vernachlässigen, aber anschließend ergeben sich große Unterschiede in der Abtragsrate. Beispielsweise beträgt die Abtragstiefe nach 500 Überfahrten und p-Polarisation $116\text{ }\mu\text{m}$ und bei s-Polarisation liegt ein Wert von $92\text{ }\mu\text{m}$ vor. Schließlich wird bei s-Polarisation nach 1000 Überfahrten eine Tiefe von $126\text{ }\mu\text{m}$ erreicht. Die ungleiche Entwicklung der Abtragstiefe ist auf die polarisationsabhängigen Absorptionsverhältnisse bei schräg einfallender Laserstrahlung zurückzuführen. Bereits nach wenigen 100 Überfahrten beträgt der Flankenwinkel und somit auch der Projektionswinkel über 80° , was bedeutet, dass bei senkrechter Polarisation ein Großteil der Strahlung ($> 80\%$) reflektiert wird und im Gegensatz dazu bei paralleler Polarisation signifikant weniger (20%) reflektiert wird (vgl. Abbildung 7). Dass trotz dieser verhältnismäßig geringen Absorption bei senkrechter Polarisation ein Abtrag induziert wird, liegt an Reflektionen innerhalb der Schnittfuge. Beim erstmaligen Auftreffen eines Laserstrahls unter einem großen Projektionswinkel wird zwar nur ein kleiner Teil der Laserleistung absorbiert, aber der reflektierte Anteil trifft anschließend unter einem kleineren Projektionswinkel auf eine andere Stelle in der Schnittfuge. Durch den kleineren Projektionswinkel resultieren im Vergleich zu der ersten Interaktion zwischen dem Laserstrahl und der Probe, bessere Absorptionsbedingungen. Zudem wird womöglich über die Reflektion in der Schnittfuge die Polarisationsrichtung des Laserstrahls gedreht, was auch zu anderen Absorptionsbedingungen führen kann. Bei Betrachtung der Abtragsbreite sind kaum Unterschiede feststellbar. Bei beiden Polarisationsrichtungen beträgt die Breite anfänglich $16\text{ }\mu\text{m}$ und entwickelt

sich danach auf ähnliche Weise. Nach 1000 Überfahrten resultiert eine Breite von 26 μm für p-polarisierte Strahlung bzw. 25 μm für s-polarisierte Strahlung.

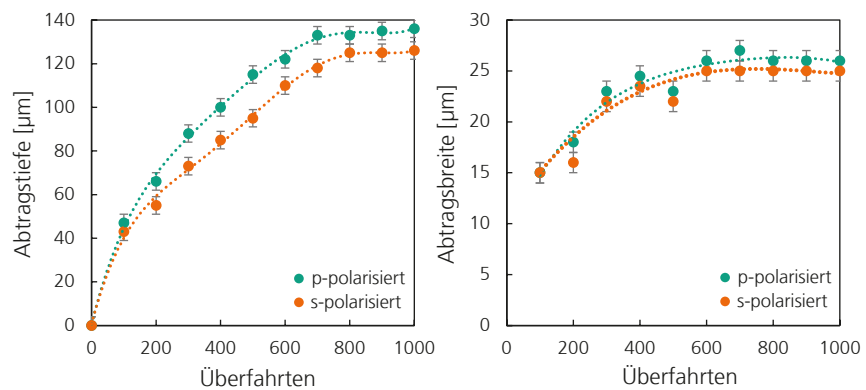


Abbildung 38: Darstellung der Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 μJ , Fokussdurchmesser 11 μm , Pulsabstand 5 μm

Tabelle 14 zeigt zusammenfassend die Abtragsgeometrien und das resultierende Aspektverhältnis nach 1000 Überfahrten für senkrechte und parallele Polarisation. Bei paralleler Polarisation ergibt sich ein Aspektverhältnis von 5,2 und im Vergleich dazu bei senkrechter Polarisation folgt ein Aspektverhältnis von 5.

Polarisationsrichtung	Tiefe [μm]	Breite [μm]	Aspektverhältnis	Mittlerer Flankenwinkel	Reflektion
p-Polarisiert	136	26	5,2	85,5°	30%
s-Polarisiert	126	25	5	84,5°	95 %

Tabelle 14: Abtragsergebnisse bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 μJ , Fokussdurchmesser 11 μm , Pulsabstand 5 μm , 1000 Überfahrten

Die Polarisationsrichtung bestimmt die Absorption der einfallenden Laserstrahlung in der Abtragsgeometrie und hat somit auch Einfluss auf das Aspektverhältnis. Nachfolgend wird untersucht, welche Unterschiede die Polarisationsrichtung der einfallenden Laserstrahlung auf die Form der Abtragsgeometrie hat. Abbildung 39 zeigt zwei Abtragsgeometrien bei 600 Überfahrten bzw. 1000 Überfahrten und senkrecht polarisierter Laserstrahlung.

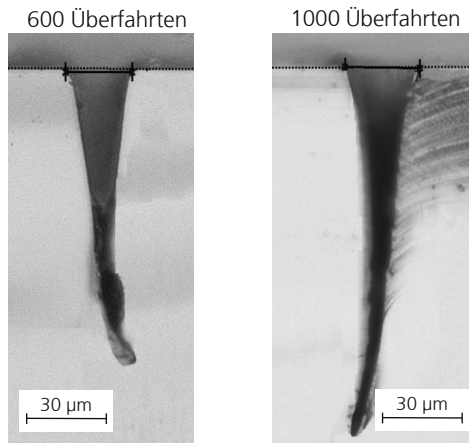


Abbildung 39: Abtragsgeometrien im Querschnitt (keine metallografische Präparation) für 600 und 1000 Überfahrten bei senkrecht polarisierter Laserstrahlung. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 µJ, Fokussdurchmesser 11 µm, Pulsabstand 5 µm

Die Schnittfuge verläuft nicht symmetrisch zur Achse der Strahlausbreitungsrichtung verläuft, sondern knickt nach links bzw. rechts ab. Erklärbar ist dieses Phänomen über den hohen Anteil an reflektierter Laserstrahlung, die nicht beim ersten Auftreffen absorbiert, sondern auf die gegenüberliegende Seite reflektiert wird. Dadurch ergeben sich teilweise stark von der optischen Achse abweichende Projektionswinkel. Sobald die Schnittgeometrie eine Richtung abweichend von der z-Achse genommen hat, verstärken sich die Reflexionseffekte und eine Richtungsumkehr ist nicht mehr möglich. Teilweise kann auch bei p-polarisierter Laserstrahlung ein leichtes Abknicken der Abtragsgeometrie festgestellt werden. Dies ist damit zu erklären, dass bei einem realen Laserstrahl kein perfektes Polarisationskontrastverhältnis erreicht wird. Vielmehr liegt der Kontrast typischerweise im Bereich von 100:1. Mit jeder Reflexion in der Abtragsgeometrie wird der p-polarisierte Anteil größtenteils absorbiert und der s-polarisierte Anteil reflektiert. Somit ändert sich bei jedem Absorptionsvorgang das Verhältnis der Polarisationsanteile. Insbesondere bei hohen Aspektverhältnissen und somit vielen Reflexionen ist dieser Verlauf wahrscheinlich. Wenn zudem Materialinhomogenitäten, lokal unterschiedliche Oberflächentopographien und wechselnde thermische Randbedingungen, die zu unterschiedlichen Absorptionsverhältnissen

führen, Berücksichtigung finden, kann die Ausbildung von Vorzugsrichtungen auch bei p-polarisierter Laserstrahlung erklärt werden.

Abbildung 40 zeigt Aufnahmen der Rückseite einer komplett durchtrennten Siliziumprobe mit einer Materialstärke von 120 μm . Der zuvor beschriebene Effekt der abknickenden Abtragskanäle bei s-Polarisation zeigt sich hier in einer inhomogenen Schnittfuge, die eine Schnittkante mit lateralen Schwankungen in der Größenordnung von 40 μm zur Folge hat.

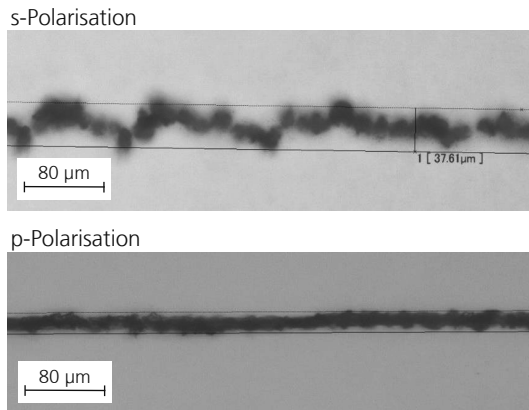


Abbildung 40: Rückseitenansicht von komplett durchtrennter Siliziumprobe mit einer Materialstärke von 120 μm für s-Polarisation (oben) und p-Polarisation (unten). Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 532 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 400 kHz, Pulsenergie 8 μJ , Fokusbereich 11 μm , Pulsabstand 5 μm , 1000 Überfahrten

Im Gegensatz dazu ist die Schnittkante bei parallel polarisierter Strahlung geradliniger und ca 15 μm breit, wobei eine leichte Modulation des Schnittkantenverlaufs erkennbar ist. Der Abtrag mit p-polarisierter Strahlung erzielt somit höhere Aspektverhältnisse, größere Abtragsraten und erweist sich auch in Bezug auf die Schnittkantenqualität als vorteilhaft.

5.2.6 Pulsabstand

Durch die Variation des Pulsabstands eines gepulsten Laserabtragprozesses kann dessen Qualität und Produktivität maßgeblich beeinflusst werden. Bei großen Pulsabständen in der Größenordnung des Fokusbereichs kann thermische Interaktion zwischen zwei Pulsen vermieden werden. Allerdings führt dieser Ansatz oftmals zu mangelhafter Reproduzier-

barkeit der Abtragstiefe und langen Bearbeitungsdauern. Bei kleinen Pulsabständen im Bereich von unter 10 % des Fokusdurchmessers ist mit Wärmeakkumulation zu rechnen und bei hohen Repetitionsraten im MHz-Bereich sogar mit Plasmaabschirmung [80, 81, 82]. Abbildung 41 zeigt die Entwicklung der Abtragstiefe und Abtragsbreite bei drei verschiedenen Pulsabständen von 1 μm , 5 μm und 10 μm von 100 bis 1000 Überfahrten.

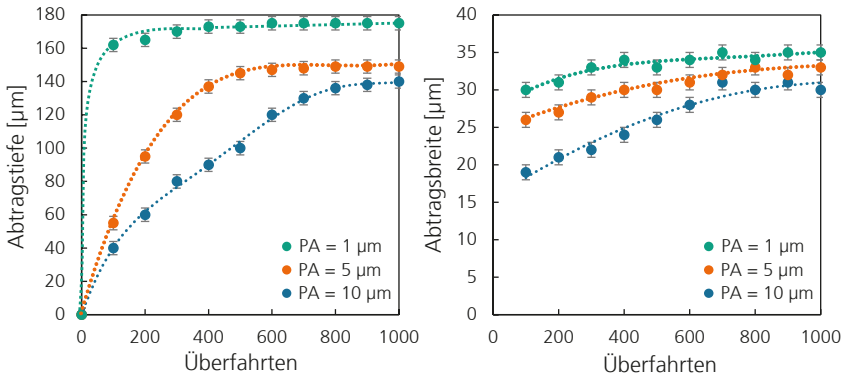


Abbildung 41: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei verschiedenen Pulsabständen von 1 μm , 5 μm und 10 μm und einer steigenden Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 500 kHz, Pulsenergie 20 μJ , Fokusdurchmesser 20 μm , Pulsabstand 10 μm , p-Polarisation

Erwartungsgemäß geht die Entwicklung der Abtragstiefe mit einem Pulsabstand von 1 μm oder 5 μm schneller voran als bei einem Pulsabstand von 10 μm . Die Anzahl der eingebrachten Pulse korreliert reziprok mit dem Pulsabstand. Das heißt, dass bei gleicher Anzahl an Überfahrten und einem Pulsabstand von 1 μm , zehnmal mehr Pulse auf den gleichen Ort treffen, als bei einem Pulsabstand von 10 μm . Um diesen Effekt zu bereinigen, müssen die Abtragstiefen bei einer unterschiedlichen Anzahl an Überfahrten miteinander verglichen werden. Wird dies berücksichtigt, ergibt sich im Vergleich bei 10 μm Pulsabstand und 1000 Überfahrten eine Tiefe von 140 μm , bei 5 μm Pulsabstand und entsprechend 500 Überfahrten eine Tiefe von 145 μm und bei 1 μm Pulsabstand und 100 Überfahrten eine Tiefe von 162 μm . Bei ansonsten konstanten Parametern kann durch alleinige Verringerung des Pulsabstands eine größere Abtragstiefe erreicht werden.

Die Entwicklung der Abtragsbreite steigt bei kleineren Pulsabständen schneller an. Für 1 μm Pulsabstand beträgt die Abtragsbreite nach 100 Überfahrten 30 μm und vergrößert sich nicht mehr über die nächsten 900 Überfahrten. Bei einem Pulsabstand von 5 μm beträgt

die Abtragsbreite nach 100 Überfahrten 26 μm und nach 500 Überfahrten 30 μm . Im Vergleich dazu entwickelt sich bei einem Pulsabstand von 10 μm die Abtragsbreite von 18 μm bei 100 Überfahrten auf 30 μm bei 1000 Überfahrten. Der Vergleich der Abtragsbreiten bei der gleichen Pulsanzahl, also jeweils angepassten Überfahrten zeigt, dass die Abtragsbreite unabhängig vom Pulsabstand ist. Tabelle 15 zeigt zusammenfassend die Abtragsgeometrien und das resultierende Aspektverhältnis nach 1000 Überfahrten für drei unterschiedliche Pulsabstände von 1 μm , 5 μm und 10 μm . Da die Abtragsbreite unabhängig vom Pulsabstand 30 μm beträgt und die Abtragstiefe mit kleiner werdendem Pulsabstand zunimmt, steigt auch das Aspektverhältnis mit sinkendem Pulsabstand. Im direkten Vergleich beträgt das Aspektverhältnis 4,7 bei einem Pulsabstand von 10 μm und bei einem Pulsabstand von 1 μm resultiert ein Aspektverhältnis von 5,4. Das entspricht einer Steigerung von 15 %.

Pulsabstand [μm]	Betrachtungspunkt	Tiefe [μm]	Breite [μm]	Aspektverhältnis
10	1000 Überfahrten	140	30	4,7
5	500 Überfahrten	145	30	4,8
1	100 Überfahrten	162	30	5,4

Tabelle 15: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Pulsabständen von 1 μm , 5 μm und 10 μm im Hinblick auf das erreichte Aspektverhältnis. Weitere Versuchsparameter: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ Repetitionsrate 500 kHz, Pulsenergie 20 μJ , Fokusbereich 20 μm , Pulsabstand 10 μm , p-Polarisation, 1000 Überfahrten

In den vorigen Untersuchungen ist deutlich geworden, dass durch die Verringerung des Pulsabstandes und ansonsten konstanten Versuchsparametern das Aspektverhältnis gesteigert werden kann. Für diesen Zusammenhang ist größtenteils die Wärmeakkumulation durch Puls-zu-Puls-Interaktion verantwortlich. Bei geringem örtlichem Pulsabstand im Bereich von wenigen Mikrometern und zeitgleich schneller zeitlicher Puls-zu-Puls-Abfolge von wenigen Mikrosekunden kommt es in der Schnittfuge zur Entwicklung von Wärme. Die zeitliche und örtliche Wärmeverteilung in Folge einer punktförmigen Aufheizung kann für eine dreidimensionale Wärmeleitung aus folgendem Zusammenhang berechnet werden [89]:

$$\Delta T = \frac{Q}{\rho \cdot c_p \sqrt{(4 \cdot \pi \cdot \kappa_M \cdot t)^3}} e^{-\frac{r^2}{4 \cdot \kappa \cdot t}} \quad (5.19)$$

Q bezeichnet eine energetische Wärmequelle, ρ die Dichte, c_p die Wärmekapazität, κ_M die Temperaturleitfähigkeit, t die Zeit und r die Radialkoordinate, wobei gilt $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. Mit den Materialkennndaten aus Kapitel 3.1.1 können nun entsprechende Temperaturen berechnet werden. Dabei muss beachtet werden, dass die Materialkennndaten für Raumtemperatur angegeben sind, tatsächlich mit der Temperatur korrelieren. Daher handelt es sich bei den berechneten Temperaturen um Indizien, die aber für die Vergleichszwecke und die Argumentation hinreichend genau sind. Abbildung 42 zeigt die Lösung der Gleichung (5.19) für unterschiedliche Pulsenergien (links) und unterschiedliche Repetitionsraten bzw. Periodendauern (rechts). Da es sich um eine punktförmige Wärmequelle handelt, wird die Wärme an einem infinitesimal kleinen Ort während einer infinitesimal kurzen Zeit eingebracht. Daher ist die Temperatur zum Zeitpunkt der Einbringung am Ort der Einbringung unendlich groß und entzieht sich somit der Betrachtung. Um eine Temperatur zu berechnen, muss entweder ein definierter Zeitraum nach der Erwärmung oder ein definierter Abstand von der Erwärmungsstelle gewählt werden.

Im linken Teil der Abbildung ist der Verlauf der Probestemperatur nach Einbringung einer Energiemenge von 1 μm , 5 μm und 10 μJ in Abhängigkeit der verstrichenen Zeit in Mikrosekunden an der Stelle $x = y = z = 0$ gezeigt. Die Temperaturdifferenz wird von der eingebrachten Pulsenergie beeinflusst. Nach 1 μs beträgt die Temperaturerhöhung 480 K bei einer Pulsenergie von 10 μJ , bei 5 μJ Pulsenergie beträgt die Temperaturerhöhung 240 K und bei 1 μJ Pulsenergie liegt dieser Wert noch bei 50 K. Nach einer Zeit von 5 μs ist für 5 μJ und 1 μJ keine Restwärme mehr im Werkstück vorhanden. Demgegenüber sind bei 10 μJ Pulsenergie noch etwa 40 K Temperaturüberschuss festzustellen. Im rechten Teil der Abbildung ist die Temperaturentwicklung bei einer Pulsenergie von 10 μJ für verschiedene diskrete Zeitabstände 1 μs , 2 μs , 3 μs , 4 μs und 5 μs in Abhängigkeit von der Entfernung x vom Auftreffpunkt gezeigt. Während nach einer Zeit von 1 μs und 2 μs noch ein Temperaturgefälle sichtbar ist, gleichen sich die Temperaturen bei längeren Zeiträumen im Radius von einigen Mikrometern schnell an und es ist kaum noch ein Einfluss des Abstandes erkennbar.

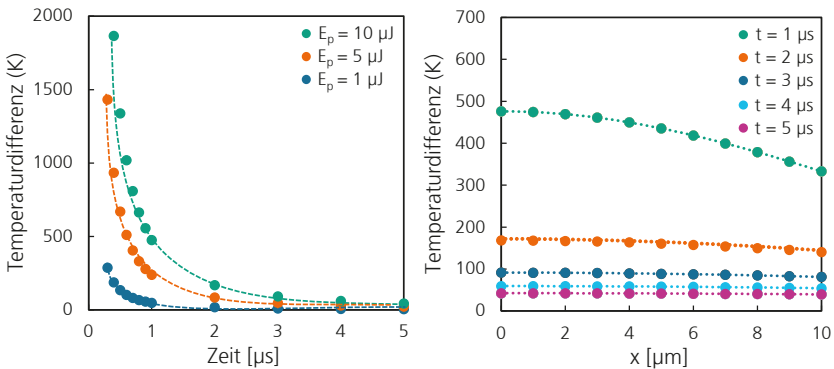


Abbildung 42: Temperaturentwicklung von Silizium an der Stelle $r = 0$ über die Zeit bei Pulsenergien von $1 \mu\text{J}$, $5 \mu\text{J}$ und $10 \mu\text{J}$ (links). Temperaturentwicklung bei einer Pulsenergie von $10 \mu\text{J}$ und verschiedenen Zeiten nach Auftreffen des Laserpulses $1 \mu\text{s}$, $2 \mu\text{s}$, $3 \mu\text{s}$, $4 \mu\text{s}$ und $5 \mu\text{s}$ über die Entfernung vom Auftreffpunkt der Laserstrahlung (rechts).

Aus dem rechten Teil von Abbildung 42 kann auf die Temperaturbedingungen in Abhängigkeit des örtlichen Pulsüberlapps geschlossen werden. Da im vorausgegangenen Experiment die Pulsrepetitionsrate 500 kHz betrug, ist die Kennlinie mit $2 \mu\text{s}$ Pulsabstand relevant. Entlang dieser Linie liegt zum Zeitpunkt des Auftreffens eines Folgepulses mit Pulsabstand von $1 \mu\text{m}$ eine Temperaturdifferenz von 174 K , bei $5 \mu\text{m}$ Pulsabstand eine Temperaturdifferenz von 157 K und bei $10 \mu\text{m}$ Pulsabstand ein Temperaturunterschied von 137 K vor. Diese Erhöhung der Temperatur resultiert ausschließlich aus einem Puls. Im Abtragsprozess kommt es zum Einsatz von mehreren 100 bis 1000 Pulsen, so dass Temperaturunterschiede in Abhängigkeit des Pulsabstandes von mehreren 100 K zu erwarten sind.

Die Materialeigenschaften von Silizium sind teilweise stark von der Temperatur abhängig. Dieser Zusammenhang gilt auch für den Absorptionskoeffizienten, der für die Wellenlängen von 355 nm , 532 nm und 1064 nm in Abbildung 43 gezeigt ist. Bei Raumtemperatur liegt der Absorptionskoeffizient von Silizium bei einer Wellenlänge von 1064 nm bei etwa 12 cm^{-1} . Dieser Wert steigt um eine Größenordnung auf 120 cm^{-1} , sofern die Temperatur auf 600 K angehoben wird. Mit steigender Temperatur hält diese Entwicklung an, wobei ab einer Temperatur von ca. 1000 K ein Sättigungsverhalten eintritt. Bei einer Temperatur von 1000 K beträgt der Absorptionskoeffizient 1400 cm^{-1} und bei einer Temperatur von 1400 K liegt der Absorptionskoeffizient bei etwa 8000 cm^{-1} . Im Gegensatz zu der starken Abhängigkeit zwischen Absorptionskoeffizient und Temperatur bei einer Wellenlänge von

1064 nm zeigt sich bei einer Wellenlänge von 532 nm ein geringerer Einfluss und bei einer Wellenlänge von 355 nm ist keine Korrelation feststellbar. Trotz der Steigerung des Absorptionskoeffizienten bei 1064 nm, der schließlich bei 1600 K, nahe der Schmelztemperatur, bei $1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ liegt, beträgt der Unterschied zum Absorptionskoeffizienten bei einer Wellenlänge von 532 nm mit $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ immer noch mehr als eine Größenordnung.

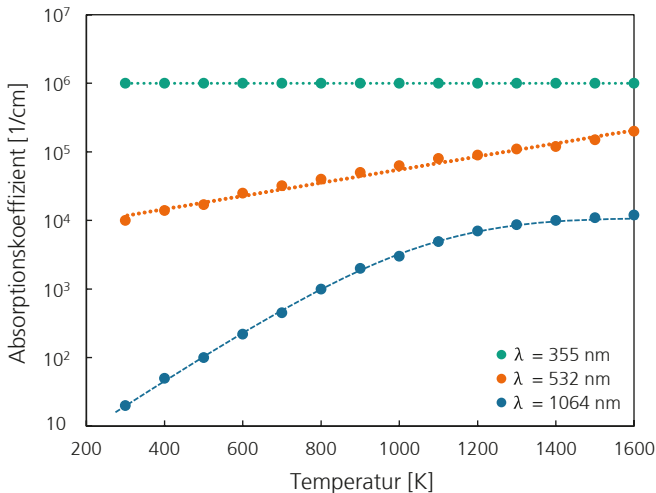


Abbildung 43: Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizienten von Silizium und der Proben­temperatur für eine Wellenlänge von 1064 nm [90 - 92]

Im Vergleich zu einer Wellenlänge von 355 nm, wo der Absorptionskoeffizient $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ beträgt, besteht sogar ein Unterschied von zwei Größenordnungen. Die Temperaturabhängigkeit bei den Wellenlängen 1064 nm und 532 nm ist mit dem indirekten Bandübergang bei diesen Photonenenergien zu erklären, der unbedingt die Assistenz eines Phonons erfordert. Mit steigender Substrattemperatur nimmt die Anzahl an Phononen zu. Bei einer Wellenlänge von 355 nm ist ein direkter Bandübergang ohne Assistenz von Phononen möglich, was somit die Temperaturunabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten erklärt [91 - 96]. Schlussfolgernd steigt bei kleinen Pulsabständen, von z. B. $1 \text{ }\mu\text{m}$, die Substrattemperatur durch Wärmeakkumulation an und dadurch nimmt der Absorptionskoeffizient bei einer Wellenlänge von 1064 nm, ausgehend von Raumtemperatur um mindestens eine Größen-

ordnung zunimmt. In Folge dessen steigt der Abtrag pro Puls an und sind größere Abtragstiefen, als bei einem Pulsabstand von $10\text{ }\mu\text{m}$ erreichbar, wo es zu kaum einer Materialerwärmung kommt.

5.2.7 Fazit

Eine für das Aspektverhältnis optimale Spitzenintensität liegt im Bereich von $10 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ bis $15 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$. Unterhalb von diesem Bereich sind die erzielten Aspektverhältnisse aufgrund kleiner Abtragstiefen gering. Oberhalb des Spitzenintensitätsbereichs sind hohe Abtragstiefen erreichbar, aber durch die induzierte Wärme steigt die Abtragsbreite überproportional an, was auch zu kleinen Aspektverhältnissen führt. Obwohl die Ermittlung der Abtragschwelle in Abhängigkeit der Wellenlänge eine große Abhängigkeit beider Größen zeigt, ist dieser Zusammenhang beim Sublimationsschneiden kaum erkennbar. Unterhalb von einer Spitzenintensität von $10 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ ist mit einer Wellenlänge von 355 nm das größte Aspektverhältnis in Höhe von 2,8 erreichbar. Oberhalb einer Spitzenintensität von $10 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ kann mit 1064 nm Wellenlänge das größte Aspektverhältnis in Höhe von 5,6 erzielt werden. Durch die hohe Intensität steigt im Strahlzentrum die Wahrscheinlichkeit für Multiphotonenabsorption. Dem gegenüber ist im Randbereich der Schnittfuge diese Wahrscheinlichkeit, aufgrund der geringeren Intensität kleiner. Die Untersuchung des Einflusses der Pulsdauer auf das Aspektverhältnis liefert keine eindeutige Aussage. Manipulationen des Strahlprofils zu einem TopHat- oder Donut-Strahlprofil haben keinen positiven Einfluss auf das erreichbare Aspektverhältnis, was vor allem auf die verminderte Spitzenintensität zurückzuführen ist. In Bezug auf die Polarisationsrichtung ist das größte Aspektverhältnis und die einheitlichste Schnittkontur bei p-polarisierter, also senkrecht zur Schnittrichtung polarisierter, Laserstrahlung erreichbar. Eine Reduzierung des Pulsabstandes auf wenige Mikrometer bei Repetitionsraten von mehreren hundert kHz führt zu thermischen Akkumulationseffekten und schließlich zu einer Steigerung des Aspektverhältnisses.

5.3 Hybridversuche mit lokaler Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge mittels koaxial eingestrahelter Dauerstrichlaserstrahlung

In diesem Kapitel wird untersucht, ob das Aspektverhältnis durch eine gezielte Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge mittels koaxial geschalteter Dauerstrich-Laserstrahlung (CW-Laserstrahlung) gesteigert werden kann. Bevor dieser Zusammenhang experimentell ermittelt wird, erfolgt eine Betrachtung der thermischen Auswirkungen der Bestrahlung von Silizium mit CW-Laserstrahlung anhand von Simulationsrechnungen, die anschließend im Experiment mit thermografischen Messungen validiert werden. Im Rahmen der Experimente erfolgt zunächst die Ermittlung des Zusammenhangs zwischen Abtragschwelle und Proben temperatur. Schließlich wird der Einfluss unterschiedlich großer Dauerstrichlaserstrahldurchmesser und -leistungen auf das erreichbare Aspektverhältnis untersucht.

5.3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau unterscheidet sich von den zuvor durchgeführten Experimenten darin, dass ein zweiter Laserstrahl mittels einem wellenlängenabhängigen teildurchlässigen Spiegel auf die Siliziumprobe gerichtet ist (vgl. linke Seite von Abbildung 44).

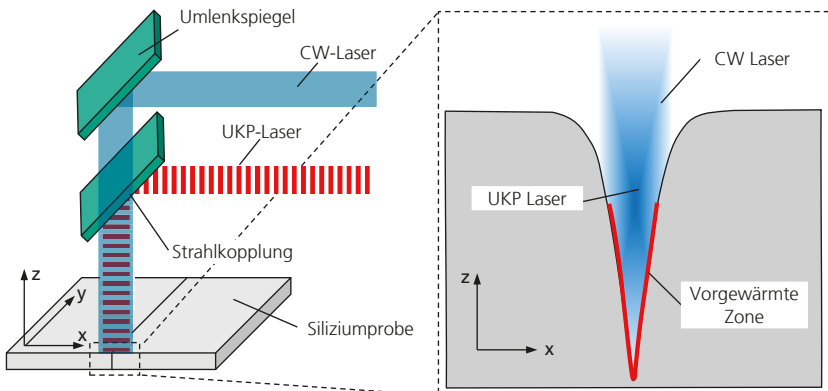


Abbildung 44: Versuchsaufbau zur Durchführung der Hybridversuche mit Überlagerung von UKP- und CW-Laserstrahlung zur lokalen Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge

Die Strahlkopplung im Rahmen dieser Arbeit wird entweder über die Polarisation der einzelnen Laserstrahlen, wie im Fall von Lasersystem 4 oder über unterschiedliche Wellenlängen, wie im Fall von Lasersystem 5 realisiert. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird der Fokusbereich des koaxial geschalteten Dauerstrichlasers mindestens einen Faktor zwei größer als der Fokusbereich des UKP-Laserstrahls gewählt, um die Einrichtung und Justage des Aufbaus zu erleichtern und während des Prozesses Stabilität und Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse zu gewährleisten. Auf der rechten Seite von Abbildung 44 ist der Hybridansatz zur lokalen thermischen Vorbehandlung gezeigt. Durch den CW-Laser wird ein lokaler Temperaturgradient in die Schnittfuge eingebracht, wobei die maximale Temperatur immer in der Schnittfugenmitte erreicht wird. An dieser Stelle liegt auch beim Abtragsprozess der maximale Projektionswinkel vor. Mit zunehmendem Abstand vom Zentrum der Schnittfuge nimmt die Temperatur ab. Die koaxiale Ausrichtung beider Laserstrahlen wird über eine Prozessüberwachung mittels einer CMOS-Strahldetektorkamera realisiert (vgl. Abbildung 45).

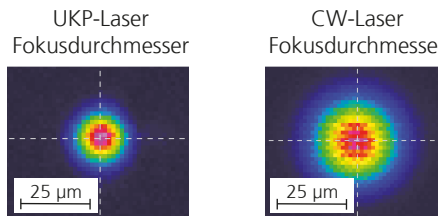


Abbildung 45: Strahlquerschnitte der Fokusbereiche von UKP- und CW-Laserstrahlquelle

Abbildung 45 zeigt auf der linken Seite den Strahlquerschnitt des UKP-Lasers mit einem Fokusbereich von 20 µm. Auf der rechten Seite ist der Strahlquerschnitt des CW-Lasers in der identischen Fokusebene gezeigt. Der Fokusbereich beträgt 40 µm. Für die Durchführung der Versuche werden die Laserstrahlen lateral in der Fokusebene mit einer Genauigkeit von 2 µm überlagert. Die Pixelgröße der CMOS-Strahldetektorkamera beträgt 1,7 µm.

5.3.2 Berechnung der Temperaturverteilung

Um die thermischen Auswirkungen der Bestrahlung von Silizium mit CW-Laserstrahlung bei unterschiedlichen Fokusbereichen, mittleren Leistungen und Strahlablenkgeschwin-

digkeiten abzuschätzen, werden mit dem FEM Programm Comsol Multiphysics Simulationsrechnungen durchgeführt, die in der Versuchsplanung als Anhaltspunkte für das Aufspannen des Parameterraums dienen. Die Grundlagen der FEM-Rechnungen sind in Anhang 8.1 dargestellt. Abbildung 46 zeigt den Zusammenhang zwischen der Laserleistung im Bereich von 5 W bis 30 W, der Strahlablenggeschwindigkeit im Bereich von 0,5 m/s bis 2,5 m/s und der resultierenden Temperaturverteilung bei einem Fokusbereich des CW-Lasers von 100 μm . Bei einer Strahlablenggeschwindigkeit von 0,5 m/s wird die größte Streckenenergie in die Probe eingebracht. Bei einer Laserleistung von 30 W ergibt sich die höchste Temperatur mit 905 $^{\circ}\text{C}$. Bei gleicher Geschwindigkeit und kleinerer Laserleistung ergeben sich entsprechend geringere Temperaturen. Diese entsprechen beispielhaft 450 $^{\circ}\text{C}$ bei 15 Watt Laserleistung oder 160 $^{\circ}\text{C}$ bei 5 W Laserleistung. Bei maximaler Strahlablenggeschwindigkeit von 2,5 m/s ergeben sich leistungübergreifend etwa 25 % geringere Temperaturen im Vergleich zu einer Strahlablenggeschwindigkeit von 0,5 m/s. Die Spitzentemperatur liegt bei 700 $^{\circ}\text{C}$ infolge von Bestrahlung mit 30 W Laserleistung.

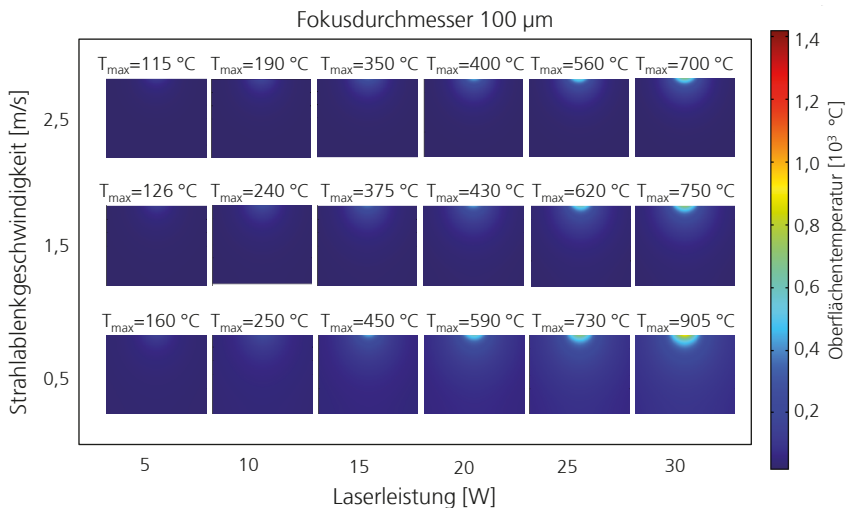


Abbildung 46: Darstellung der Temperaturverteilung für Laserleistungen im Bereich von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W und Strahlablenggeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 100 μm

In Abbildung 47 ist die detaillierte Temperaturverteilung bei einer Laserleistung von 20 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s gezeigt. Im Zentrum der bestrahlten Fläche ergibt sich eine Maximaltemperatur von 430 °C. In Tiefenrichtung ist bis zu einer Tiefe von ca. 200 µm eine minimale Temperatur von 400 °C zu beobachten. Ab einer Tiefe von 700 µm ist kaum ein Temperaturunterschied mehr nachweisbar. In lateraler Richtung ist in einem Bereich von etwa 80 µm um das Strahlzentrum herum die Substrattemperatur oberhalb von 400 °C. Insgesamt wird in Folge von Bestrahlung mit einem Dauerstrichlaser mit Fokusbereich 100 µm, einer Leistung von 20 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s eine Breite von 140 µm erwärmt. Um diesen Bereich herum ist keine signifikante Abweichung von der Umgebungstemperatur sichtbar.

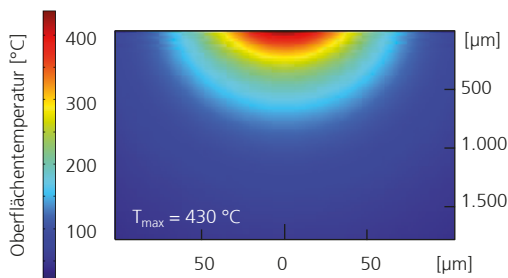


Abbildung 47: Detaillierte Darstellung der Temperaturverteilung bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 100 µm, einer CW-Laserleistung von 20 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s

Analog zu Abbildung 46, ist in Abbildung 48 der Zusammenhang zwischen der Laserleistung im Bereich von 5 bis 30 W, Strahlablenkgeschwindigkeiten im Bereich von 0,5 bis 2,5 m/s und der resultierenden Temperaturverteilung bei einem Strahldurchmesser von 40 µm dargestellt. Die größeren Temperaturen im Vergleich zu einem Fokusbereich von 100 µm sind zu erkennen. Dieser Unterschied ist auf die über sechsmal größere Intensität eines Laserstrahls mit 40 µm Fokusbereich im Vergleich zu einem Laserstrahl mit 100 µm Fokusbereich zurückzuführen. Im Einzelnen wird bei der kleinsten Strahlablenkgeschwindigkeit von 0,5 m/s bereits bei 25 W Laserleistung die Schmelztemperatur von Silizium, die bei 1414 °C liegt, erreicht. Im Vergleich dazu liegt bei identischer Geschwindigkeit und 5 W Leistung eine Temperatur 165 °C vor. Bei größeren Strahlablenkgeschwindigkeiten und somit kleineren Streckenenergien werden entsprechend kleinere

Temperaturen erreicht, wie z. B. 1025 °C bei 20 W Laserleistung und 2,5 m/s Strahlablengeschwindigkeit. Bei 30 W Leistung wird bei allen Geschwindigkeiten die Schmelztemperatur im Zentrum der bestrahlten Fläche überschritten.

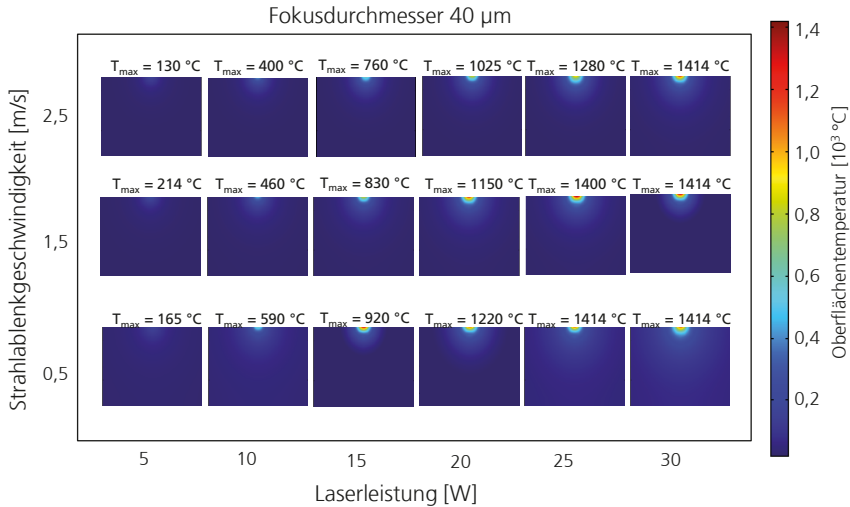


Abbildung 48: Darstellung der Temperaturverteilung für Laserleistungen im Bereich von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W und Strahlablengeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s bei einem CW-Laser-Fokusbereich von 40 μm

Abbildung 50 zeigt die detaillierte Temperaturverteilung bei einem Fokusbereich von 40 μm , einer Laserleistung von 10 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Im Vergleich zur maximal erreichten Oberflächentemperatur bei einem Fokusbereich von 100 μm , 20 W Laserleistung und 1,5 m/s Strahlablengeschwindigkeit, ist der erwärmte Bereich kleiner und die Temperatur fällt mit zunehmendem Abstand vom Zentrum der bestrahlten Fläche stärker ab. Mit kleiner werdendem Fokusbereich kann die Wärme lokaler in die Probe eingebracht werden. Während in Tiefenrichtung die Temperaturgrenze von 400 °C im Bereich von ca. 200 μm unterhalb der Werkstückoberfläche unterschritten wird, ist dieser Temperaturbereich in lateraler Richtung in einem Bereich von etwa 50 μm um das Strahlzentrum herum zu erkennen. Bereits bei einem einseitigen Abstand von 50 μm vom Zentrum ist die Temperatur wieder annähernd auf Umgebungsbe-

dingungen gefallen. Die, in diesem Kapitel zur Abschätzung der Temperaturverteilung herangezogene, FEM-Simulation ist in Bezug auf die zeitliche und räumliche Auflösung sehr genau, simplifiziert jedoch teilweise die thermodynamischen Zusammenhänge. Materialparameter wie die Wärmeleitfähigkeit oder Wärmekapazität werden aus Gründen der einfacheren Berechnung als konstant über die Temperatur angenommen. In Realität ist an dieser Stelle eine Abhängigkeit zu berücksichtigen. Um die komplexe Modellierung von Phasenübergängen inklusive Schmelzenthalpien zu vermeiden, wird Silizium in festem Aggregatzustand betrachtet.

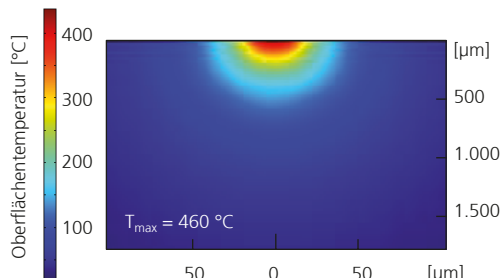


Abbildung 49: Detaillierte Darstellung der Temperaturverteilung bei einem CW-Laser-Fokusdurchmesser von 400 µm, einer CW-Laserleistung von 10 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s

Abbildung 50 zeigt auf der linken Seite eine lichtmikroskopische Aufnahme einer Laserspurs auf einer Probenoberfläche, die sehr wahrscheinlich zunächst aufgeschmolzen und anschließend wieder erstarrt ist. Die Versuchsparameter zur erzeugten Laserspurs betragen 30 W Laserleistung, 2,5 m/s Strahlablengeschwindigkeit und 40 µm Fokusdurchmesser. Im Zentrum des Laserstrahls führt die thermische Belastung der einfallenden Laserstrahlung zu Substrattemperaturen oberhalb der Schmelztemperatur von 1414 °C und somit zu Aufschmelzungen.

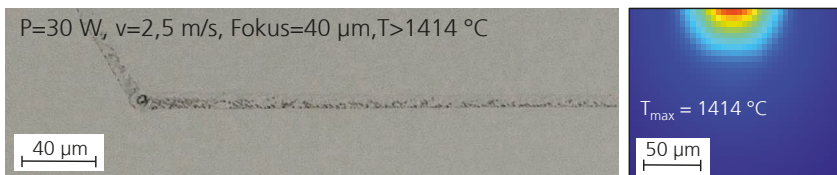


Abbildung 50: Lichtmikroskopische Aufnahme einer markierten Laserspurs bei 30 W Laserleistung, einer Strahlablengeschwindigkeit von 2,5 m/s und einem Fokusdurchmesser von 40 µm (links). Entsprechende simulierte Temperaturverteilung mit einer maximalen Oberflächentemperatur von 1414 °C (rechts).

Am Punkt der Richtungsänderung ist die Strahlablenkgeschwindigkeit kleiner als 2,5 m/s, was zu einer längeren Einwirkzeit führt. Die, im Vergleich zu einer Geschwindigkeit von 2,5 m/s größere, thermische Belastung des Substrats ist in der lichtmikroskopischen Aufnahme zu erkennen. Die thermische Simulation im rechten Teil der Abbildung bestätigt dieses Ergebnis, da auch hier im Strahlzentrum eine Erwärmung der Oberfläche über den Schmelzpunkt hinaus vorhergesagt wird.

5.3.3 Thermografische Analyse der Temperaturverteilung

Um die im vorigen Kapitel simulativ ermittelten Temperaturverteilungen zu validieren, werden thermografische Messungen des Aufheizvorgangs von Silizium mit CW-Laserstrahlung bei unterschiedlichen Prozessparametern durchgeführt. Dabei wird eine Wärmebildkamera des Typs Image-IR von Infratec eingesetzt. Der experimentelle Aufbau der thermografischen Messungen ist Abbildung 51 dargestellt. Die Messung wird unter einem Winkel α_{Kamera} aufgenommen, der bei der Kalibrierung der Kamera anhand des Emissionsspektrums berücksichtigt werden muss. Der Winkel führt dazu, dass die gemessenen Temperaturprofile, durch die Projektion des Kamerabildes leicht verzerrt sind. Zudem schränkt der Messwinkel auch die Auswertbarkeit der Temperaturverteilung auf die Strahlablenkrichtung (y-Richtung) ein. In der dazu senkrechten Richtung (x-Richtung) ist aufgrund der begrenzten Schärfentiefe keine Messung möglich.

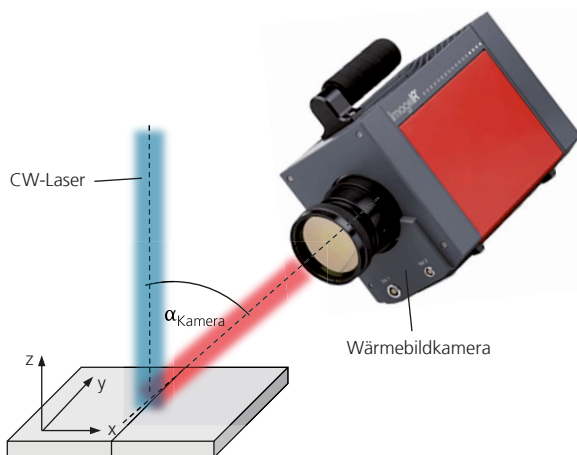


Abbildung 51: Experimenteller Aufbau der thermografischen Messreihen

Die Detektorfläche der Wärmebildkamera verfügt über 640 x 512 Pixel und die gemessenen Temperaturen können mit einer maximalen Bildfrequenz von 117 Hz bei Vollbild- und 420 Hz bei Halbildmessungen ausgelesen werden. Der Emissionsgrad, der für die Ermittlung der Temperaturen notwendig ist, wird mit Hilfe einer Heizplatte unter ansonsten gleichen Umgebungsbedingungen ermittelt. Durch diese Vorgehensweise ist Emissionsspektrum bei einer definierten Temperatur bekannt und mit mehreren Stützstellen kann die Wärmebildkamera für die Messreihen kalibriert werden.

Für die Parameterkombinationen, die bereits in Kapitel 5.3.2 simulativ untersucht wurden, also Strahlablenkgeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s und CW-Laserstrahlleistungen von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W werden thermografische Messungen durchgeführt. In Abbildung 52 sind exemplarisch zwei Messergebnisse gezeigt. Auf der linken Seite der Abbildung ist eine stationäre Messung bei 25 W Laserleistung dargestellt, rechts eine dynamische Messung bei 25 W und 2,5 m/s Strahlablenkgeschwindigkeit zu sehen ist. Der Fokusbereich beträgt durchgehend 40 μm . Beide Temperaturprofile zeigen den Einfluss des schrägen Messwinkels, der in x-Richtung zu einer elliptischen Strahlform führt. Außerdem ist der Unterschied zwischen stationärer Messung und dynamischer Messung an der Maximaltemperatur und der insgesamt erwärmten Fläche erkennbar. Die, im Fall der dynamischen Messung, ermittelte Temperatur von ca. 1100 $^{\circ}\text{C}$ entspricht näherungsweise dem in Kapitel 5.3.2 berechneten Wert von 1180 $^{\circ}\text{C}$.

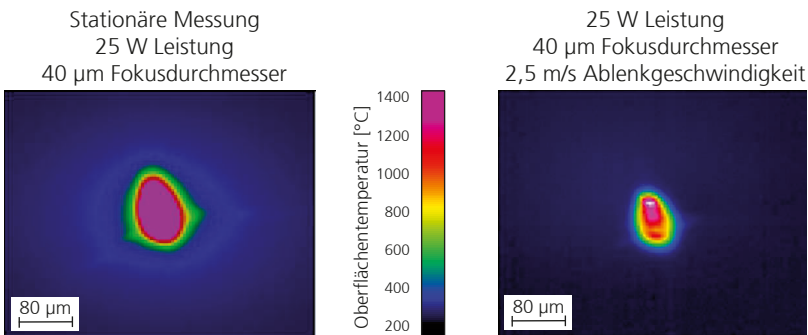


Abbildung 52: Thermografische Messergebnisse bei stationärer Bestrahlung mit 25 W Laserleistung (links) und dynamischer Bestrahlung bei 25 W Laserleistung und 2,5 m/s Strahlablenkgeschwindigkeit (rechts). Der Fokusbereich beträgt in beiden Versuchen 40 μm .

Der parameterübergreifende Vergleich der simulativ berechneten Temperaturen mit den Ergebnissen der thermografischen Untersuchungen ist in Tabelle 16 für einen Fokusbereich von 40 μm dargestellt. Die Übersicht berücksichtigt dabei Strahlablenkgeschwindigkeiten von 0,5, 1,5 und 2,5 m/s, sowie Laserleistungen von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W. Bis auf wenige Ausnahmen, stimmen die gemessenen Temperaturen weitestgehend mit den zuvor simulierten Werten überein. Dabei liegen die thermografisch ermittelten Temperaturen durchgängig etwa 15 % unterhalb von den berechneten Daten.

Laserleistung	Simulation / Thermografie	Strahlablenkgeschwindigkeit		
		0,5 m/s	1,5 m/s	2,5 m/s
5 W	Simulation	165 °C	214 °C	130 °C
	Thermografie	150 °C	130 °C	100 °C
10 W	Simulation	590 °C	460 °C	400 °C
	Thermografie	500 °C	420 °C	370 °C
15 W	Simulation	920 °C	830 °C	760 °C
	Thermografie	740 °C	700 °C	640 °C
20 W	Simulation	1220 °C	1150 °C	1025 °C
	Thermografie	1040 °C	970 °C	940 °C
25 W	Simulation	1414 °C	1200 °C	1180 °C
	Thermografie	1210 °C	1100 °C	1060 °C
30 W	Simulation	1414 °C	1414 °C	1414 °C
	Thermografie	1210 °C	1210 °C	1210 °C

Tabelle 16: Vergleich der berechneten maximalen Temperaturen und der mittels Thermografie experimentell bestimmten Temperaturen für Strahlablenkgeschwindigkeiten von 0,5 m/s, 1,5 m/s und 2,5 m/s und Laserleistungen von 5 W, 10 W, 15 W, 20 W, 25 W und 30 W bei einem Fokusbereich von 40 μm

Die mittels Thermografie maximal messbare Temperatur beträgt 1210 °C. Obwohl das Substrat bei der Parameterkombination von 30 W Laserleistung und 2,5 m/s Strahlablenkgeschwindigkeit nachweislich aufgeschmolzen ist (vgl. Abbildung 50), beträgt der gemessene Temperaturwert lediglich 1210 °C. Eine mögliche Ursache der Abweichungen, insbesondere bei hohen Substrattemperaturen bis hin zum Aufschmelzen, ist der sich mit der Temperatur ändernde Emissionskoeffizient. Zwar ist der temperaturabhängige Verlauf des Emissionskoeffizienten mittels einer Kalibrierung an einer Heizplatte bestimmt, allerdings ist dieses Verfahren systembedingt auf 500 °C limitiert. Für den Fall von aufgeschmolzenem Silizium ändert sich die Abstrahlcharakteristik, was zu abweichenden Messwerten führt. Für

die Untersuchungen des Zusammenhangs zwischen Abtragsschwelle bzw. dem Aspektverhältnis und der Substrattemperatur werden daher die simulierten Temperaturdaten verwendet.

5.3.4 Untersuchungen zur Abtragsschwelle

Bevor der Zusammenhang zwischen Substrattemperatur und Aspektverhältnis analysiert wird, steht die Entwicklung der Abtragsschwellen mit steigender Temperatur der Probe für zwei verschiedene Fokusburchmesser des Dauerstrichlasers von 100 μm und 40 μm im Fokus der Untersuchungen. Abbildung 53 zeigt im linken Teil für einen Fokusburchmesser des CW-Lasers von 100 μm bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 $^{\circ}\text{C}$ bis zu Schmelztemperatur von Silizium bei 750 $^{\circ}\text{C}$ quadrierte Durchmesser von Einzelpulsabträgen über der Spitzenintensität in logarithmischem Maßstab. Bei linearer Regression und anschließender Extrapolation der Regressionsgraden, können die Abtragsschwellen in Abhängigkeit der Substrattemperatur abgelesen werden.

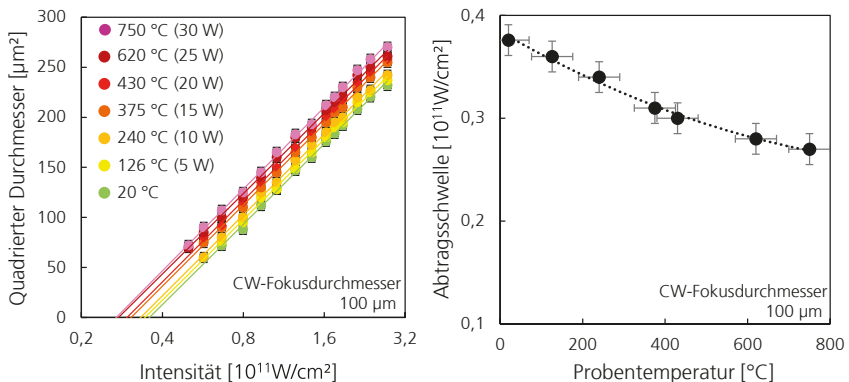


Abbildung 53: Abtragsschwellen von Silizium bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 $^{\circ}\text{C}$, 126 $^{\circ}\text{C}$, 240 $^{\circ}\text{C}$, 375 $^{\circ}\text{C}$, 430 $^{\circ}\text{C}$, 620 $^{\circ}\text{C}$ und 750 $^{\circ}\text{C}$ infolge von Bestrahlung mit einer CW-Laserstrahlquelle bei Leistungen von 5 W bis 30 W bei einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Repetitionsrate 10 kHz, Fokusburchmesser 20 μm , Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand 150 μm . Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Fokusburchmesser 100 μm , Wellenlänge 1064 nm

Bei steigender Temperatur ist eine Parallelverschiebung der Regressionsgraden nach oben links mit relativ konstantem Abstand erkennbar, was letztlich eine mit der Temperatur sinkende Abtragsschwelle zur Folge hat. Im rechten Teil der Abbildung sind die extrahierten Schwellintensitäten für Abtrag über der Probestemperatur aufgetragen. Ausgehend von einem Wert von $0,38 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ bei einer Temperatur von 20°C verringert sich die Schwellintensität mit zunehmender Temperatur kontinuierlich. Bei Substrattemperaturen von 126°C , 240°C , 375°C , 430°C , 620°C und 750°C , betragen die jeweiligen Schwellintensitäten $0,36 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $0,34 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $0,3 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $0,28 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $0,27 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ und $0,26 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Zwischen der Steigerung der Substrattemperatur bis ca 400°C und dem Abfall der Abtragsschwelle liegt ein linearer Zusammenhang vor. Bei darüber hinausgehender Substrattemperatur treten in Bezug auf die Abtragsschwelle erste Sättigungserscheinungen auf. In Abbildung 54 zeigt nach gleicher Systematik die Abtragsschwelle für verschiedene Probestemperaturen, die durch gezielte Bestrahlung mit einem Dauerstrichlaser mit Fokusbereich von $40 \mu\text{m}$ erzielt wurden. Da bereits bei 25 W CW-Laserleistung Schmelztemperatur erreicht wird, entfällt die Betrachtung von 30 W Laserleistung.

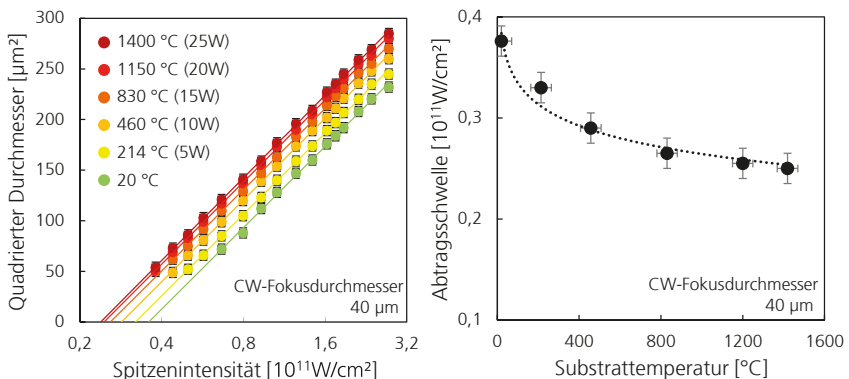


Abbildung 54: Abtragsschwellen von Silizium bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20°C , 214°C , 460°C , 830°C , 1150°C und 1400°C infolge von Bestrahlung mit einer CW-Laserstrahlquelle bei Leistungen von 5 W bis 30 W bei einer Strahlablengeschwindigkeit von $1,5 \text{ m/s}$. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm , Pulsdauer 10 ps , Repetitionsrate 10 kHz , Fokusbereich $20 \mu\text{m}$, Einzelpulsabtrag mit Pulsabstand $150 \mu\text{m}$. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Fokusbereich $40 \mu\text{m}$, Wellenlänge 1070 nm

Wie schon beim Strahldurchmesser von $100\text{ }\mu\text{m}$ ist bei einer Steigerung der Temperatur erneut eine Parallelverschiebung der Regressionsgraden erkennbar. Diesmal allerdings mit dem Unterschied, dass die zunächst großen Abstände zwischen den Linien mit steigender Temperatur immer kleiner werden. Dieser Effekt zeichnet sich auch bei den ermittelten Abtragschwellen aus. Insbesondere die Temperatursteigerungen von 20°C auf 126°C und 240°C haben eine Verringerung der Schwellintensität für Abtrag zur Folge. Ausgehend von einem Wert von $0,38 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ bei 20°C Proben temperatur verringert sich die Schwellintensität mit zunehmender Temperatur kontinuierlich. Bei Substrattemperaturen von 214°C , 460°C , 830°C , 1150°C und 1400°C betragen die jeweiligen Schwellintensitäten $0,33 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$, $0,29 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$, $0,27 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$, $0,26 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ und $0,25 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$. Die Visualisierung dieser Werte im rechten Teil der Abbildung zeigt, dass der Kurvenverlauf gegen einen Grenzwert von etwa $0,25 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ strebt.

Beim Vergleich der, mit unterschiedlichen Fokusburchmessern von $40\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$ erzielten, Substrattemperaturen und zugehörigen Abtragschwellen sind keine Unterschiede erkennbar. Beispielhaft stimmt die ermittelte Schwellintensität von $0,29 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ bei einem $40\text{ }\mu\text{m}$ Fokusburchmesser, 10 W Laserleistung und einer resultierenden Temperatur von 460°C gut mit der Schwellintensität von $0,3 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ bei $100\text{ }\mu\text{m}$ Fokusburchmesser, 20 W Laserleistung und folglich 430°C Substrattemperatur überein. Für die Abtragschwelle ist es irrelevant, wie groß der Fokusburchmessers des CW-Lasers zur lokalen Erhöhung der Substrattemperatur ist.

5.3.5 Untersuchungen zum Aspektverhältnis

Nachdem im vorigen Kapitel festgestellt wurde, dass die Abtragschwelle durch Erhöhung der Substrattemperatur verringert werden kann und in dem Fall die vorgewärmte Fläche und somit der Temperaturgradient keine Rolle spielt, wird in diesem Abschnitt experimentell analysiert, welche Korrelation zwischen dem Aspektverhältnis und der Proben temperatur vorliegt. Diese Untersuchung findet bei zwei Strahldurchmessern des Vorwärm lasers von $40\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$ und zwei unterschiedlichen UKP- Spitzenintensitätsbereichen von $3,8 \cdot 10^{11}\text{ W/cm}^2$ und $1,3 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$ statt. Abbildung 55 zeigt die Entwicklung der Abtragstiefe und Abtragsbreite bei Substrattemperaturen von 20°C bis 750°C in Abhängigkeit einer steigenden Anzahl an Überfahrten. Der Fokusburchmesser des Dauerstrich lasers beträgt dabei $100\text{ }\mu\text{m}$ und es werden Laserleistungen von 5 W bis 30 W eingesetzt. Die UKP-Prozessparameter werden auf $6\text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie bei 200 kHz Repetitionsrate und einer

Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s eingestellt, was zu einem Pulsabstand von 8 μm führt. Die Spitzenintensität des UKP-Lasers beträgt $3,8 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$.

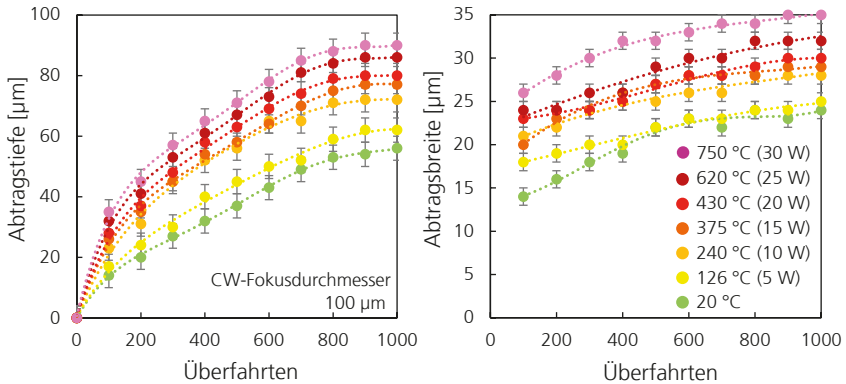


Abbildung 55: Abtragtiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 126 °C, 240 °C, 375 °C, 430 °C, 620 °C und 750 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 μJ , Fokusedurchmesser 20 μm , Pulsabstand 8 μm , p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Fokusedurchmesser 100 μm , unpolarisiert.

Bei Betrachtung der Abtragtiefe lässt sich eine positive Korrelation zwischen steigender Temperatur und der Abtragtiefe erkennen. Bereits nach 100 Überfahrten ist der Einfluss der höheren Substrattemperatur erkennbar. Bei 30 W Leistung des Heizlasers und einer entsprechenden Oberflächentemperatur von 750 °C ist die Abtragtiefe mit 35 μm , im Vergleich zur Abtragtiefe von 14 μm im Referenzversuch ohne Vorwärmung, mehr als doppelt so groß. Dieser Trend setzt sich mit steigender Anzahl an Überfahrten fort und führt nach 1000 Überfahrten zu den folgenden Abtragstiefen: 56 μm bei einer Oberflächentemperatur von 20 °C, 62 μm bei einer Oberflächentemperatur 126 °C (5 W), 72 μm bei einer Oberflächentemperatur 240 °C (10 W), 77 μm bei einer Oberflächentemperatur 375 °C (15 W), 80 μm bei einer Oberflächentemperatur 430 °C (20 W), 86 μm bei einer Oberflächentemperatur 620 °C (25 W) und schließlich 90 μm bei einer Oberflächentemperatur 750 °C (30 W). Die größte Steigerung in der Abtragtiefe in Höhe von 10 μm bzw. 16 % geht aus einer Anhebung der Temperatur von 126 °C auf 240 °C hervor. Mit zunehmender Temperatur fallen die Steigerungen der Abtragtiefe immer kleiner aus. Bei einer Erhöhung der

Temperatur von 620 °C auf 750 °C steigt die Abtragtiefe lediglich um 4 µm bzw. um 5 % an. Wie die Abtragtiefe, nimmt auch die Abtragsbreite mit steigender Temperatur zu. Zwar ist bei einer Temperaturerhöhung von 20 °C auf 126 °C (5 W) kaum eine Steigerung der Abtragsbreite verbunden, aber eine weitere Erhöhung der Substrattemperatur auf 240 °C (10 W) führt unmittelbar zu einer Steigerung der Breite auf 28 µm, was in etwa 17 % entspricht. Bei einer Substrattemperatur von 750 °C resultiert schließlich eine Abtragsbreite von 35 µm, die 11 µm bzw. 26 % größer ist als die Breite von 24 µm im Referenzversuch bei 20 °C.

Die Zusammenfassung von Abtragtiefe und -breite nach zum Aspektverhältnis in Abhängigkeit der Substrattemperatur 1000 Überfahrten ist in Tabelle 17 dargestellt. Ausgehend von der Referenztemperatur von 20 °C und einem resultierenden Aspektverhältnis von 2,3 ist mit zunehmender Temperatur zunächst eine Steigerung des Aspektverhältnisses erkennbar. So beträgt das Aspektverhältnis 2,5 bei einer Temperatur von 126 °C (5 W), bei einer Temperatur von 240 °C (10 W) ist das Aspektverhältnis 2,6 und bei 375 °C (15 W) Substrattemperatur resultiert ein Aspektverhältnis von 2,7.

Substrattemperatur [°C]	Tiefe [µm]	Breite [µm]	Aspektverhältnis	Prozentuale Änderung des Aspektverhältnisses
20	56	24	2,3	
126	62	25	2,5	9 %
240	72	28	2,6	13 %
375	77	29	2,7	17 %
430	80	30	2,7	17 %
620	86	32	2,7	17 %
750	90	35	2,6	13 %

Tabelle 17: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 126 °C, 240 °C, 375 °C, 430 °C, 620 °C und 750 °C infolge von Bestrahlung mit einem koaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusdurchmesser 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Fokusdurchmesser 100 µm, unpolarisiert. 1000 Überfahrten

Eine weitergehende Steigerung der Temperatur führt nicht zu einer weiteren Vergrößerung des Aspektverhältnisses. Zwar wächst die Abtragtiefe weiter an, was allerdings auch für die Abtragsbreite gilt und zusammen zu einem annähernd konstanten Aspektverhältnis von

2,7 führt. Bei der höchsten Probestemperatur von 750 °C (30 W) geht das Aspektverhältnis mit 2,6 sogar wieder leicht zurück. Im Vergleich zum Referenzversuch bei einer Temperatur von 20 °C kann durch Erhöhung der Substrattemperatur auf 375 °C eine Steigerung des Aspektverhältnisses von 17 % erreicht werden. In Abbildung 56 ist die Entwicklung der Abtragstiefe und Abtragsbreite bei verschiedenen Probestemperatur über eine steigende Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 gezeigt bei einem Fokusbereich des CW-Lasers von 40 µm gezeigt. Die Prozessparameter des UKP-Lasers sind wie folgt eingestellt: 6 µJ Pulsenergie, 20 µm Fokusbereich, 200 kHz Repetitionsrate, 8 µm Pulsabstand und $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm² Spitzenintensität. Wie bei einem Fokusbereich des CW-Lasers von 100 µm ist eine positive Korrelation zwischen Abtragstiefe und steigender Temperatur erkennbar.

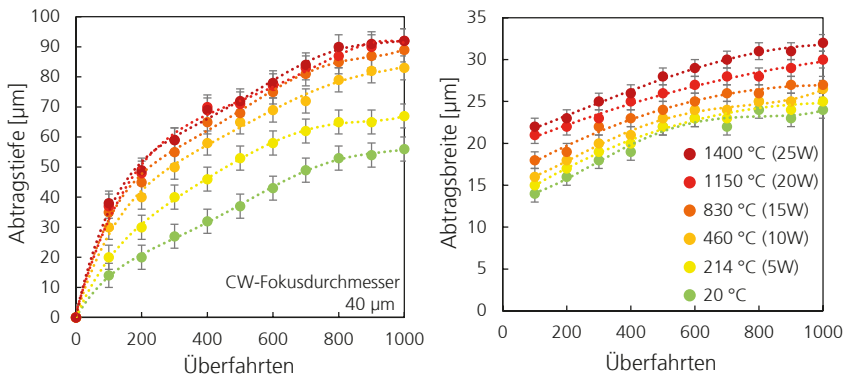


Abbildung 56: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert.

Nach 1000 Überfahrten betragen die jeweiligen Abtragstiefen 56 µm bei einer Temperatur von 20 °C, 67 µm bei einer Temperatur von 214 °C (5 W), 83 µm bei einer Temperatur von 460 °C (10 W), 89 µm bei einer Temperatur von 830 °C (15 W), 92 µm bei einer Temperatur von 1150 °C (20 W) und ebenfalls 92 µm bei einer Temperatur von 1400 °C (25 W). Da bereits mit einer Leistung von 25 W die Schmelztemperatur von Silizium erreicht wird, erfolgt keine weitere Steigerung der Leistung. Bei Steigerungen der Substrattemperaturen bis

zu 830 °C ist eine starke Korrelation zur erreichbaren Abtragstiefe erkennbar. Darüber hinausgehende Temperaturen führen nur noch zu einer marginalen Steigerung der Abtragstiefe. Bei allen Substrattemperaturen nimmt die Breite mit zunehmender Anzahl an Überfahrten annähernd linear zu. Je größer die Leistung des Vorwärm lasers ist, desto breiter ist auch die Abtragsgeometrie. Im Einzelnen beträgt die Abtragsbreite, jeweils nach 1000 Überfahrten, 24 µm bei einer Temperatur von 20 °C, 25 µm bei einer Temperatur von 214 °C (5 W), 26,5 µm bei einer Temperatur von 460 °C (10 W), 27 µm bei einer Temperatur von 830 °C (15 W), 30 µm bei einer Temperatur von 1150 °C (20 W) und schließlich 32 µm bei einer Temperatur von 1400 °C (25 W).

Tabelle 18 fasst die oben beschriebenen Zusammenhänge zwischen Abtragsbreite, -tiefe nach 1000 Überfahrten und der Substrattemperatur zusammen. Das resultierende Aspektverhältnis profitiert zunächst sehr stark von der steigenden Proben temperatur und bei einer Temperatur von 214 °C (5W) beträgt es 2,7. Das entspricht einer Steigerung von 17 % im Vergleich zum Aspektverhältnis von 2,3 bei einer Temperatur von 20 °C.

Substrattemperatur [°C]	Tiefe [µm]	Breite [µm]	Aspektverhältnis	Prozentuale Änderung des Aspektverhältnisses
20	56	24	2,3	
214	67	25	2,7	17 %
460	83	26,5	3,1	34 %
830	89	27	3,3	43 %
1150	92	30	3,1	34 %
1400	92	32	2,9	26 %

Tabelle 18: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Proben temperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablenggeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert. 1000 Überfahrten

Eine weitere Steigerung der Temperatur auf 460 °C (10 W) führt zu einem Aspektverhältnis von 3,1 (+34 %). Das maximale Aspektverhältnis von 3,3 (+43 %) wird bei einer Substrattemperatur von 830 °C (15 W) erreicht. Danach wirkt sich die ansteigende Abtragsbreite negativ auf das resultierende Aspektverhältnis aus, das bei einer Substrattemperatur von 1400 °C (25 W) 2,9 entspricht. Mit einem Fokusbereich des CW-Lasers von 40 µm sind im Vergleich zu 100 µm größere Steigerungen des Aspektverhältnisses erreichbar. Dies

ist auf die bestrahlte Fläche und den unterschiedlich steilen Temperaturgradienten zurückzuführen, der direkt proportional zum verwendeten Fokusbereich ist. Bei einem Fokusbereich von 100 μm werden auch die Randbereiche der Schnittfuge noch relativ stark erwärmt, was dazu führt, dass auch in diesen Bereich ungewünscht die Abtragschwelle herabgesetzt wird und somit eine Steigerung der Abtragsbreite folgt. Durch eine Verkleinerung des Fokusbereichs auf 40 μm wird die Temperatur in der Schnittfuge lokaler erhöht. Im Zentrum der Fuge herrschen höhere Temperaturen als an den Flanken bzw. am Rand. Somit sind größere Abtragstiefen und geringere Abtragsbreiten als bei 100 μm erreichbar. Unabhängig vom eingestellten Fokusbereich des CW-Lasers gilt allerdings, dass es einen im Hinblick auf das Aspektverhältnis optimalen Temperaturbereich gibt. Bei Überschreitung dieses Temperaturbereiches geht das Aspektverhältnis wieder zurück.

Im Weiteren wird untersucht, wie sich die Steigerung der Proben temperatur auf das Aspektverhältnis auswirkt, wenn die Spitzenintensität auf einen Wert von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ eingestellt ist. Da die Versuche mit einem Fokusbereich des CW-Lasers von 100 μm einen, im Vergleich zu den Versuchen mit 40 μm Fokusbereich, geringeren Effekt gezeigt haben, wird auf dessen Betrachtung in den folgenden Versuchen verzichtet. Abbildung 57 zeigt die Entwicklung der Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen in Abhängigkeit der Anzahl an Überfahrten von 100 bis 1000 bei einem Fokusbereich des CW-Lasers von 40 μm . Dabei ist die Pulsenergie und somit die Spitzenintensität der UKP-Strahlquelle gesteigert. Die Pulsenergie beträgt 20 μJ und hat somit eine Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ zur Folge. Abgesehen davon beträgt der Fokusbereich weiterhin 20 μm , die Repetitionsrate 200 kHz, die Strahlablengeschwindigkeit 1,5 m/s und der Pulsabstand beträgt 8 μm .

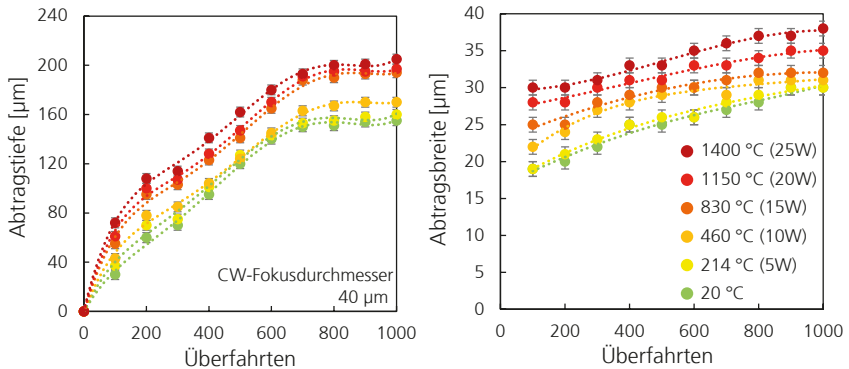


Abbildung 57: Abtragstiefe und Abtragsbreite bei unterschiedlichen Substrattemperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert.

Im Vergleich zu den vorangegangenen Versuchen mit einer Spitzenintensität von $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm² fällt hier bei einer Temperatur von 20 °C nach 1000 Überfahrten eine größere Abtragstiefe von 155 µm auf. Durch Erwärmung auf 214 °C (5 W) steigt die Abtragstiefe auf 160 µm. Eine weitere Erwärmung der Probe führt zu 170 µm Abtragstiefe bei einer Temperatur von 460 °C (10 W), 194 µm Abtragstiefe bei einer Temperatur von 830 °C (15 W), 197 µm Abtragstiefe bei einer Temperatur von 1150 °C (20 W) und 205 µm Abtragstiefe bei einer Temperatur von 1400 °C (25 W). Der größte Sprung in der erreichbaren Tiefe ist demzufolge bei einer Erhöhung der Leistung des CW-Lasers von 10 W auf 15 W und damit verbunden einer Steigerung der Substrattemperatur von 460 °C auf 830 °C erkennbar. Proben temperaturen, die in einem Bereich oberhalb von 830 °C bis zur Schmelzschwelle liegen, führen nur noch zu marginalen Änderungen in der Abtragstiefe. Im rechten Teil der Abbildung ist der Verlauf der Abtragsbreite zu erkennen. Wie bei allen bisherigen Versuchen auch nimmt die Breite mit steigender Proben temperaturen zu. Insbesondere bei Temperaturen von über 1000 °C ist ein Einfluss auf die Abtragsbreite erkennbar. Nach 1000 Überfahrten beträgt die Breite 30 µm bei einer Temperatur von 20 °C, ebenfalls 30 µm bei einer Temperatur von 214 °C (5 W), 31 µm bei einer Temperatur von

460 °C (10 W), 32 µm bei einer Temperatur von 830 °C (15 W), 35 µm bei einer Temperatur von 1150 °C (20 W) und 38 µm bei einer Temperatur von 1400 °C (25 W).

In Tabelle 19 sind die oben beschriebenen Abtragsgeometrien nach 1000 Überfahrten in Abhängigkeit der Substrattemperatur zusammengefasst und in Bezug auf das erreichte Aspektverhältnis gegenüber gestellt.

Substrattemperatur [°C]	Tiefe [µm]	Breite [µm]	Aspektverhältnis	Prozentuale Änderung des Aspektverhältnisses
20	155	30	5,1	
214	160	30	5,3	4 %
460	170	31	5,4	6 %
830	194	32	6	18 %
1150	197	35	5,6	10 %
1400	205	38	5,4	6 %

Tabelle 19: Gegenüberstellung der Abtragsergebnisse bei unterschiedlichen Probentemperaturen von 20 °C, 214 °C, 460 °C, 830 °C, 1150 °C und 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei Leistungen von 5 W bis 30 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert. 1000 Überfahrten

Ohne Probenvorwärmung wird bei einer Tiefe von 155 µm und einer Breite von 30 µm ein Aspektverhältnis von 5,1 erreicht. Dieses kann durch lokales Erwärmen der Schnittfuge auf 214 °C mittels 5 W coaxialer aufgebracht CW-Laserleistung auf 5,3 erhöht werden. Weitere Probenvorwärmung auf 460 °C (10 W) führt zu einem Aspektverhältnis von 5,4. Aus 15 W CW-Laserleistung und 830 °C Substrattemperatur resultiert ein Aspektverhältnis von 6. Durch eine Steigerung der Temperatur 1150 °C bzw. 1400 °C werden zwar größere Tiefen, aber auch überproportional breitere Abtragsgeometrien erzeugt. Somit steigt das Aspektverhältnis nicht weiter an, sondern beträgt bei 20 W Laserleistung und einer Substrattemperatur von 1150 °C 5,6 und bei einer Probentemperatur von 1400 °C (25 W) beträgt das Aspektverhältnis 5,4.

Ein Vergleich zu den Versuchen bei einer Spitzenintensität von $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm² stellt sich bei einer Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm² ebenfalls eine, im Hinblick auf das Aspektverhältnis optimale, Substrattemperatur heraus, die bei ca 800 °C liegt. Temperaturen un-

ter, als auch oberhalb dieser Temperatur führen zu kleineren Aspektverhältnissen. Allerdings fällt auf, dass bei einer Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, bei der bereits bei einer Substrattemperatur von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ein Aspektverhältnis von 5,1 erreicht wird, die relative Steigerungsrate mit max. 18 % verhältnismäßig klein gegenüber der zuvor ermittelten Steigerung von 43 % bei einer Spitzenintensität von $3,8 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Dieser Unterschied kann über mehrere Zusammenhänge erklärt werden. Zunächst führt die Steigerung der Spitzenintensität des UKP-Lasers dazu, dass der UKP-Abtragsprozess selbst thermisch dominiert wird (vgl. Kapitel 3.4.4). Das Potential, durch externe Bestrahlung der Probe mittels CW-Laserstrahlung, die Substrattemperatur zu erhöhen, ist dadurch im Vergleich zu Versuchen mit einer Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ kleiner. Daraus folgen geringere Temperaturdifferenzen zum Referenzversuch und somit kleinere Steigerungen des Aspektverhältnisses. Da bereits im Referenzversuch ohne Probenvorwärmung ein Aspektverhältnis von 5,1 erreicht wird und damit verbunden der Materialaustrieb aus der Schnittfuge eine Herausforderung ist, sind zudem keine weiteren signifikanten Steigerungen des Aspektverhältnisses möglich. Im Grund der Schnittfuge abgetragenes Material lagert sich an den Flanken der Schnittfuge ab oder blockiert nachfolgend einfallende Strahlung.

5.3.6 Qualitative Bewertung des Abtragsgeometrien

Neben der Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Substrattemperatur, der Abtragschwelle und des resultierenden Aspektverhältnisses, muss auch die Qualität der Abtragsgeometrie in Bezug auf thermische Schädigung, Rissbildung oder die Ausbildung und Ablagerung von Schmelzpartikeln berücksichtigt werden. In Abbildung 58 sind in diesem Zusammenhang Abtragsgeometrien nach 500 Überfahrten, 800 Überfahrten und 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von $460 \text{ }^\circ\text{C}$ nach metallografischer Probenpräparation durch Einbetten und Schleifen gezeigt. Die Temperatur resultiert aus einem Fokusbild des CW-Laserstrahls von $40 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Laserleistung von 10 W bei einer Strahl-
ablenkgeschwindigkeit von $1,5 \text{ m/s}$. Die Prozessparameter des UKP-Lasers lauten: Pulsdauer 10 ps , Fokusbild $20 \text{ }\mu\text{m}$, Pulsenergie $20 \text{ }\mu\text{J}$, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Pulsabstand $8 \text{ }\mu\text{m}$, Repetitionsrate 200 kHz , p-Polarisation.

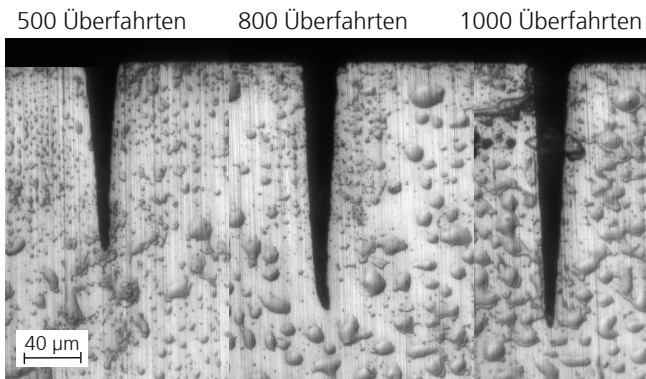


Abbildung 58: Abtragsgeometrien (eingebettet und geschliffen) im Querschnitt nach 500, 800 und 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von 460 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei einer Leistung von 10 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert.

Die Abtragsgeometrie weist nach 500 Überfahrten, 800 Überfahrten und 1000 Überfahrten ein scharfes Profil ohne Risse oder Abplatzungen auf. Weder sind thermische Schädigungen erkennbar, noch befinden sich auf der Laserstrahleintrittsseite Ablagerungen von Schmelze oder Abtragspartikeln. Nach 500 Überfahrten resultiert ein Aspektverhältnis von 4,3. Nach 800 Überfahrten resultiert ein Aspektverhältnis von 5,3 und nach 1000 Überfahrten beträgt das Aspektverhältnis schließlich 5,4.

Abbildung 59 zeigt metallografisch präparierte Abtragsgeometrien im Querschnitt, die bei einer Substrattemperatur von 1150 °C (20 W) nach 1000 Überfahrten resultieren. Die Temperatur resultiert aus einem Fokusbereich des CW-Laserstrahls von 40 µm und einer Laserleistung von 20 W bei einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Die Prozessparameter des UKP-Lasers lauten: Pulsdauer 10 ps, Fokusbereich 20 µm, Pulsenergie 6 µJ, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11}$ W/cm², Pulsabstand 8 µm, Repetitionsrate 200 kHz, p-Polarisation.

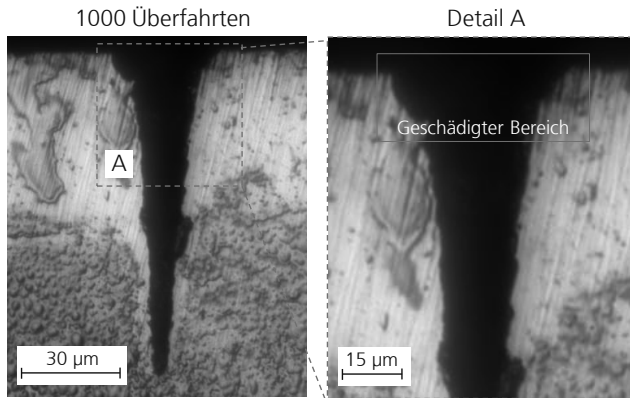


Abbildung 59: Abtragsgeometrie (eingebettet und geschliffen) im Querschnitt nach 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von 1150 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei einer Leistung von 20 W und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $3,8 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 6 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert.

Wie bei einer Substrattemperatur von 460 °C, ist keine signifikante thermische Schädigung in Form von Schmelzpartikeln erkennbar. Jedoch fällt auf, dass der Verlauf der Abtragsgeometrie am Übergang zur Waferoberfläche nicht stetig ist. Die Abtragsbreite vergrößert sich sprunghaft (vgl. eingerahmter Bereich in der Vergrößerung auf der rechten Seite von Abbildung 59). Diese Vergrößerung führt dazu, dass das Aspektverhältnis reduziert wird und nach 1000 Überfahrten 3,1 beträgt. Mit hoher Wahrscheinlichkeit ist die nicht stetige Vergrößerung der Abtragsbreite auf die Überstrahlung der Abtragskontur mit dem CW-Laser mit einem Fokusbereich von 40 µm zurückzuführen. Dadurch wird auch das umliegende Material um die Schnittfuge herum erwärmt, wodurch sich die Abtragschwelle reduziert und die Abtragsbreite zunimmt.

In Abbildung 60 sind Querschnitte des Abtragprofils nach 200 Überfahrten bei maximaler Probenoberfläche von 1400 °C in Folge von Bestrahlung mit einem CW-Laser mit einer Leistung von 25 W, einem Fokusbereich von 40 µm bei einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s gezeigt. Die Prozessparameter des UKP-Lasers lauten: Pulsdauer 10 ps, Fokusbereich 20 µm, Pulsenergie 20 µJ, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, Pulsabstand 8 µm, Repetitionsrate 200 kHz, p-Polarisation.

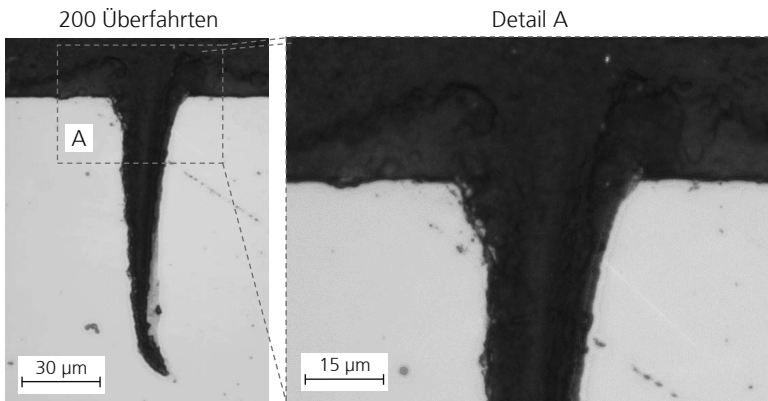


Abbildung 60: Abtragsgeometrie (eingebettet und geschliffen) im Querschnitt nach 1000 Überfahrten bei einer Substrattemperatur von 1400 °C infolge von Bestrahlung mit einem coaxialen CW-Laser bei einer Leistung von 25 W und einer Strahlablenkgeschwindigkeit von 1,5 m/s. Weitere Versuchsparameter des UKP-Lasers: Wellenlänge 1064 nm, Pulsdauer 10 ps, Spitzenintensität $1,3 \cdot 10^{12}$ W/cm², Repetitionsrate 200 kHz, Pulsenergie 20 µJ, Fokusbereich 20 µm, Pulsabstand 8 µm, p-Polarisation. Weitere Versuchsparameter des CW-Lasers: Wellenlänge 1070 nm, Fokusbereich 40 µm, p-polarisiert.

Bereits ohne Vergrößerung des Bildausschnitts ist zu erkennen, dass sowohl die Abtragsgeometrie, als auch die Substratoberfläche mit aufgeschmolzenem und wiedererstartem Silizium kontaminiert ist. Durch die Bestrahlungsleistung des CW-Lasers in Höhe von 25 W wird das Material bis zum Schmelzpunkt aufgeheizt. In diesem Zustand erfolgt der Verdampfungsabtrag mit dem UKP-Laser, der Dynamik im vorliegenden Schmelzbad induziert. Das nicht verdampfte, flüssige Material wird durch die Stoßwellen den Abtragsprozesses seitlich verdrängt und lagert sich als erstarrtes Material an den Flanken der Schnittfuge bzw. auf der Oberfläche ab. Auf der Waferoberseite beträgt die Schichtdicke des angehäuften Materials mehr als 20 µm.

5.3.7 Fazit

In diesem Kapitel erfolgte die systematische Untersuchung, ob durch lokale Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge mittels einer coaxial geschalteten CW-Laserstrahlquelle das Aspektverhältnis beim Abtrag mit einem UKP-Laser gesteigert werden kann. Dazu wurde zunächst eine FEM-Simulation durchgeführt, mit der die resultierenden Sub-

strattemperaturen in Folge von Bestrahlung mittels eines CW-Lasers bei einem Strahldurchmesser von 40 μm bzw. 100 μm abgeschätzt wurden. In diesem Zusammenhang hat sich herausgestellt, dass mit einem Strahldurchmesser von 40 μm die Probe lokaler vorgewärmt werden kann und weniger Laserleistung für die Erreichung der gleichen Probertemperatur verwendet werden muss. Bereits bei 25 W Laserleistung und einer Strahlablengeschwindigkeit von 1,5 m/s wird die Schmelztemperatur von Silizium erreicht. Dies lässt sich durch Markierversuche (vgl. Abbildung 50) und durch thermografische Messungen (vgl. Tabelle 16) bestätigen.

Die Abtragsschwelle von Silizium kann durch Erhöhung der Substrattemperatur reduziert werden. Ausgehend von einer Abtragsschwelle von $0,38 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ bei einer Temperatur von 20 °C führt eine Temperaturerhöhung auf 750 °C im Falle eines Fokusbereichs des CW-Lasers von 100 μm zu einer Reduktion der anfänglichen Abtragsschwelle um ca. 30 % auf $0,26 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Bei einem Fokusbereich des CW-Lasers von 40 μm und einer Temperatur von 830 °C resultiert eine Abtragsschwelle von $0,27 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Der Fokusbereich des CW-Laserstrahls spielt offensichtlich für die Änderung der Abtragsschwelle keine Rolle. Bei der Steigerung der Probertemperatur werden im Silizium einerseits freie Elektronen im Leitungsband geschaffen und andererseits durch die Thermik Gitterschwingungen, auch Phononen genannt, im Festkörper induziert. Beide Effekte führen zu einer Erhöhung des Absorptionsgrads. Im Falle der freien Elektronen ist eine direkte Absorption der einfallenden Laserstrahlung möglich. Die Gitterschwingungen sind notwendige Randbedingung für die Überwindung der indirekten Bandlücke, die bei der vorliegenden Wellenlänge von 1064 nm, der relevante Absorptionsmechanismus ist.

Die Untersuchungen zum Aspektverhältnis offenbaren einen elementaren Einfluss des CW-Strahldurchmessers. Bei einem Fokusbereich des CW-Lasers von 100 μm wird maximal eine Steigerung des Aspektverhältnisses von 2,3 bei 20 °C Substrattemperatur auf 2,7 bei einer Temperatur von 750 °C erreicht. Im Fall eines Fokusbereichs des CW-Lasers von 40 μm kann bei einer Probertemperatur von 1400 °C maximal ein Aspektverhältnis von 3,3 erreicht werden. In Bezug auf das Aspektverhältnis existieren bei beiden untersuchten Fokusbereichen des CW-Lasers optimale Substrattemperaturen. Bei einem Fokusbereich von 100 μm resultiert das maximale Aspektverhältnis bei einer Temperatur von 620 °C, während bei einem Fokusbereich von 40 μm , unabhängig von der verwendeten Spitzenintensität des UKP-Lasers, bei einer Temperatur von 830 °C das Aspektverhältnis

nis maximal erreichbar ist. Darüber hinausgehende Vorwärmung führt nicht zu einer zusätzlichen Erhöhung des Aspektverhältnisses, da die Abtragsbreite überproportional anwächst. Versuche bei verhältnismäßig hohen Spitzenintensitäten von $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ zeigen, dass auch hier eine Steigerung des Aspektverhältnisses durch Probenvorwärmung erzielt werden kann. Ausgehend von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ Substrattemperatur und einem Aspektverhältnis von 5,1 kann bei einer Temperatur von $830 \text{ }^\circ\text{C}$ eine Steigerung von 18 % auf ein Aspektverhältnis von 6 beobachtet werden. Die qualitative Bewertung von exemplarischen Querschliffen belegen, dass die Abtragsqualität in Bezug auf thermische Schädigung bis zu einer Probentemperatur von $830 \text{ }^\circ\text{C}$ kaum gemindert wird. Bei einer Substrattemperatur von $1150 \text{ }^\circ\text{C}$ sind erste Schädigungen am Übergang der Abtragsgeometrie zur Probenoberfläche erkennbar, die das Aspektverhältnis negativ beeinflussen. Bei einer Probentemperatur von $1400 \text{ }^\circ\text{C}$ lagert sich erstarrte Schmelze sowohl in der Abtragsgeometrie, als auch auf der Probenoberfläche ab.

6 Schlussfolgerungen

Die einzeln untersuchten Korrelationen zwischen den Einflussfaktoren Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisationsrichtung, Pulsabstand und Substrattemperatur und dem resultierenden Aspektverhältnis werden nun in einem übergreifenden, qualitativ grafischen Modell eingeordnet und relativ zueinander bewertet. Dazu werden die Einflussfaktoren zunächst in einem paarweisen Vergleich relativ zueinander auf Ihre Korrelation mit dem Aspektverhältnis bewertet (vgl. Abbildung 61). Da durch die Variation des Pulsabstandes letztlich auch eine Änderung der Substrattemperatur erreicht wird (vgl. Kapitel 5.2.6), werden die Einflussfaktoren Pulsabstand und Substrattemperatur zu einer Kennzahl zusammengefasst.

	Intensität	Wellenlänge	Pulsdauer	Strahlprofil	Polarisationsrichtung	Substrattemperatur	Summe	
Intensität		0	0	0	0	1	1	
Wellenlänge	2		0	0	2	2	6	
Pulsdauer	2	2		2	2	2	10	
Strahlprofil	2	2	0		2	2	8	Stärkere Korrelation mit dem Aspektverhältnis : 2
Polarisationsrichtung	2	0	0	0		2	4	
Substrattemperatur	1	0	0	0	0		1	Vergleichbare Korrelation mit dem Aspektverhältnis : 1
Summe	9	4	0	2	6	9	30	
Position	1	4	7	6	3	2		Schwächere Korrelation mit dem Aspektverhältnis : 0
Wertung	0,3	0,2	0	0	0,2	0,3	1	

Abbildung 61: Relative Bewertung der Einflussfaktoren auf das Aspektverhältnis anhand eines paarweisen Vergleichs

Die Bewertung der Einflussfaktoren erfolgt anhand der Kriterien stärkere, vergleichbare oder schwächere Korrelation als das Vergleichsmerkmal. Die Abbildung 61 ist dabei spaltenweise von oben nach unten zu lesen. Beispielsweise gilt für die Spalte der Substrattempe-

ratur, dass die Korrelation der Substrattemperatur und der Spitzenintensität mit dem Aspektverhältnis vergleichbar sind und daher der Wert 1 in dieser Zelle eingetragen ist. Beim Vergleich der Substrattemperatur und des Strahlprofils, zeigt die Substrattemperatur eine stärkere Korrelation zum Aspektverhältnis und ist somit mit dem Wert 2 bewertet. Für jeden Einflussfaktor werden die vergebenen Werte spaltenweise aufsummiert und anschließend in Relation zur Gesamtpunktzahl von 30 Punkten gesetzt, woraus die Wertung entsteht. Die stärkste Korrelation zum Aspektverhältnis mit jeweils einer Wertung von 0,3 geht von der Spitzenintensität und von der Substrattemperatur aus. Die Polarisationsrichtung und die Wellenlänge werden jeweils mit 0,2 beurteilt. Der Einfluss der Pulsdauer und des Strahlprofils ist sehr gering und wird im Korrelationsmodell daher mit dem Wert 0 bewertet. Bei der Bewertung des Strahlprofils handelt es sich um einen Spezialfall. Zwar wurde im Rahmen der experimentellen Untersuchungen festgestellt, dass ein Einfluss des Strahlprofils auf das Aspektverhältnis erkennbar ist, aber dieser Einfluss beim Abweichen vom gaußförmigen Strahlprofil immer negativ vorliegt.

Abbildung 62 zeigt das qualitative Korrelationsmodell zwischen den untersuchten Einflussfaktoren und dem Aspektverhältnis dargestellt als Netzdiagramm für einen diskreten Wertebereich von 0 bis 0,3, entsprechend dem zuvor durchgeführten paarweisen Vergleich. Neben dem Netzdiagramm ist als Zusatzinformation der funktionelle Zusammenhang zwischen dem Aspektverhältnis und dem jeweiligen Einflussfaktor anhand eines qualitativen Piktogramms dargestellt. Im Folgenden werden die zuvor ermittelten Ergebnisse und daraus abgeleitet die Korrelationen zwischen den einzelnen Einflussfaktoren und dem Aspektverhältnis zusammenfassend dargestellt.

Die Polarisationsrichtung des einfallenden UKP-Laserstrahls wird als Einflussfaktor auf das erreichbare Aspektverhältnis mit einem Wert von 0,2 bewertet. Die experimentellen Ergebnisse aus Kapitel 5.2.5 zeigen, dass mit p-polarisierter Laserstrahlung größere Aspektverhältnisse erzielbar sind, als mit s-polarisierter Strahlung. Dieser Unterschied kann über die unterschiedlichen Absorptionsbedingungen in Abhängigkeit des Projektionswinkels und der Polarisationsrichtung erklärt werden. Neben dem Aspektverhältnis unterscheiden sich auch die Abtragsgeometrien bei s- und p-Polarisation. Aufgrund der größeren Anzahl an Reflexionen, tendiert die Schnittfuge bei s-polarisierter Laserstrahlung zum Abknicken von der Achse der Strahlausbreitungsrichtung.

Korrelation zwischen den untersuchten
Einflussfaktoren und dem Aspektverhältnis

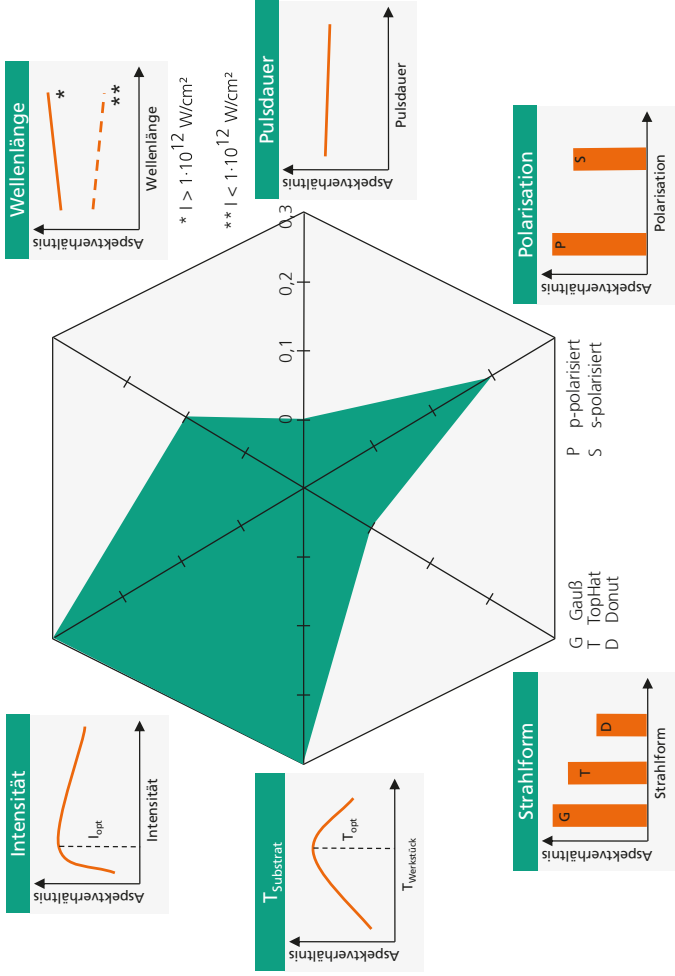


Abbildung 62: Qualitative Darstellung der Korrelationen zwischen den untersuchten Prozess-Einflussfaktoren und dem Aspektverhältnis

Während mit zunehmendem Flankenwinkel s-polarisierte Laserstrahlung größtenteils reflektiert wird, kann die Energie bei p-polarisierter Laserstrahlung effektiver in das Material eingekoppelt werden. Bei s-Polarisation propagiert reflektierte Strahlung in großem Maße in der Abtragsgeometrie und führt zu Abtragskanälen in zufälligen Richtungen. Demzufolge nimmt der Abtrag in die eigentliche Vortriebsrichtung ab und es resultiert eine geringere Abtragstiefe bei gleichen lateralen Abmaßen, also ein kleineres Aspektverhältnis.

Die Spitzenintensität wird als Einflussfaktor auf das Aspektverhältnis mit dem maximalen Wert von 0,3 bewertet. Durch gezielte Einstellung der Spitzenintensität auf einen Bereich von $10 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ bis $15 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ kann das Aspektverhältnis im Vergleich zu über oder unter diesem Bereich liegenden Spitzenintensitäten um 50 % und mehr gesteigert werden. Bei Unterschreitung des Spitzenintensitätsbereichs, wird das Aspektverhältnis im Wesentlichen durch geringe Abtragstiefen limitiert, die aus Projektionseffekten der einfallenden Laserstrahlung auf die Schnittfugenflanke resultieren. Bei Überschreitung der optimalen Spitzenintensität kommt es zu thermischen Effekten beim Abtrag, da die ins Substrat eingebrachte Energie nicht mehr vorwiegend in Ablation umgesetzt werden kann. Demzufolge wächst die thermische Interaktionszone zwischen Laserstrahl und Material an und es kommt zu einer Ausweitung der Schnittfuge. Da die Abtragstiefe nicht in gleichem Maße steigt, bzw. mit steigender Spitzenintensität stagniert, kommt es zu einer Absenkung des Aspektverhältnisses.

Die Kennzahl Substrattemperatur umfasst die externe Erhöhung der Proben­temperatur durch koaxial einfallende CW-Laserstrahlung und die indirekte Erwärmung des Materials im UKP-Abtragsprozess selbst aufgrund von Wärmeakkumulation durch geringen Pulsabstand. Die Korrelation zwischen Substrattemperatur und resultierendem Aspektverhältnis wird ebenfalls mit dem maximalen Wert von 0,3 bewertet. Bei Erwärmung durch Laserstrahlung mit einem gaußförmigen Intensitätsprofil wird dem Material ein spezifisches Temperaturprofil aufgeprägt, das von Bestrahlungsfläche, -zeit und der eingebrachten Energie abhängt. Mit steigender Temperatur werden im Silizium zunehmend freie Elektronen im Leitungsband erzeugt, was zu einer Steigerung des Absorptionsgrads führt. Zudem werden Gitterschwingungen, Phononen, induziert, die die Überwindung der indirekten Bandlücke ermöglichen. Bis zu einer optimalen Werkstücktemperatur, die Abhängig von dem verwendeten Fokusdurchmesser der

CW-Laserstrahlquelle und der Spitzenintensität des UKP-Abtragsprozesses ist, dominieren die positiven Effekte einer hohen, aber dennoch lokalisierten Temperatur. Darüber hinaus gehende Erwärmung führt dazu, dass auch die Bereiche um die Schnittfuge erwärmt und somit leichter abgetragen werden. Die Abtragsbreite nimmt im Vergleich zur Abtragstiefe überproportional zu und das Aspektverhältnis sinkt.

Der Einfluss der Wellenlänge in einem Bereich von 355 nm, 532 nm und 1064 nm auf das Aspektverhältnis wird mit dem Wert 0,2 bewertet, wobei zwei unterschiedliche Intensitätsbereiche unterschieden werden. Unterhalb einer Spitzenintensität von $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ wird das größte Aspektverhältnis bei einer Wellenlänge von 355 nm erzielt. Oberhalb der oben genannten Spitzenintensität dreht sich der Zusammenhang um. Nun liegt das größte Aspektverhältnis im IR-Wellenlängenbereich bei 1064 nm. Im Bereich von Spitzenintensitäten unter $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ wird der Abtragsprozess durch lineare Absorptionsmechanismen dominiert und daher sind bei der Bearbeitung mit einer Wellenlänge von 355 nm und somit Photonenenergien oberhalb der direkten Bandlücke große Abtragstiefen möglich. Die Abtragsbreite steigt dabei unterproportional an, was zu einer leichten Steigerung des Aspektverhältnisses führt. Bei Spitzenintensitäten oberhalb von $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ spielen aufgrund der hohen Photonenflussdichten nichtlineare Absorptionseffekte, wie Multiphotonenprozesse die entscheidende Rolle. Das führt dazu, dass mit einer Wellenlänge von 1064 nm die größte Abtragstiefe erzielt werden kann. Da mit zunehmendem Abstand vom Zentrum der gaußförmigen Strahlverteilung die Intensität abnimmt, reduziert sich die Wahrscheinlichkeit für Multiphotonenprozesse und es liegt weniger Abtrag vor.

Der schwächste Einfluss auf das Aspektverhältnis geht von den Einflussgrößen Pulsdauer und Strahlprofil aus. Beide Kennzahlen sind mit dem Korrelationswert von 0 bewertet. Zwar ist es mit einer Pulsdauer von 200 fs möglich, größere Abtragsraten zu erzielen, aber größere Abtragstiefen oder schmalere Strukturbreiten sind nicht erzielbar. Manipulationen des Strahlprofils von einem gaußförmigen Strahl zu einem TopHat- oder Donut-Strahlprofil haben keinen positiven Einfluss auf das erreichbare Aspektverhältnis, was vor allem auf die verminderte Spitzenintensität zurückzuführen ist.

7 Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung in der industriellen Anwendung

Parallel zu den Untersuchungen in dieser Arbeit wurden im öffentlich geförderten BMBF-Forschungsprojekt SEMILAS Forschungs- und Entwicklungsarbeiten durchgeführt, mit dem Ziel das Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung in die industrielle Prozesskette der LED-Fertigung zu integrieren. Dafür haben sich die Unternehmen OSRAM OS, TOPAG, KUGLER, COHERENT, INGENERIC und das Fraunhofer ILT zu einem Forschungskonsortium zusammengeschlossen. Ziel des Projektes war eine industrietaugliche Maschinenteknik mit integrierter UKP-Laserstrahlquelle, einem Hochgeschwindigkeits-Strahlablenkungsmodul und einer flexiblen Strahlteilungsoptik, die Siliziumwafer mit einem Durchmesser von 6" (150 mm) und einer Materialstärke von mindestens 120 μm vereinzelt. Abbildung 63 zeigt in einer Übersicht die wesentlichen Arbeitsinhalte des Forschungsprojekts. In eine hochpräzise 3-achsige Laserbearbeitungsmaschine wurde eine leistungsfähige UKP-Strahlquelle verbaut, die bei einer Wellenlänge von 532 nm eine mittlere Leistung von 30 W emittiert. Die Auswahl einer frequenzverdoppelten Strahlquelle erfolgte als Kompromiss aus minimal erreichbarem Fokusedurchmesser, notwendigen freien Aperturen im Strahlengang und Absorptionsbedingungen im Wechselwirkungsprozess mit Silizium. Um einen effizienten Sublimationsschneidprozess mit minimalen Schnittstraßenbreiten zu erreichen, wurde außerdem ein individuell entwickeltes Strahlablenkungssystem inklusive Strahlteilungsoptik und anamorphotischem Fokussierobjektiv integriert. Die Ablenkung der Laserstrahlung mit bis zu 250 m/s wird über einen schnell drehenden Polygonspiegel in Kombination mit einer, in Schnittrichtung, langbrennweitigen Fokussierung realisiert. Senkrecht zur Strahlablenkungsachse wird kurzbrennweitig fokussiert und somit eine kleine Schnittstraßenbreite und eine hohe Wafereffizienz erreicht.



Abbildung 63: Übersicht über die Inhalte des Forschungsprojekts SEMILAS, welches das Ziel einer industrietauglichen Maschinenteknik zum Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung hatte.

Nach Bereitstellung der oben genannten Systemtechnik wurde die Prozesstechnologie entwickelt, wobei insbesondere die Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Strahlableitungsgeschwindigkeit, Anzahl an Teilstrahlen, Pulsenergie und Pulsrepetitionsrate im Mittelpunkt stand. Abbildung 64 zeigt Prozessergebnisse beim Sublimationsschneiden mit 30 W mittlerer Leistung bei einer Repetitionsrate von 5 MHz und einer Pulsenergie von $6 \mu\text{J}$, aus der eine Spitzenintensität von $1,3 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ resultiert. Der Laserstrahl wurde mit einer Geschwindigkeit von 20 m/s über das Werkstück bewegt, wobei 1500 Überfahrten notwendig waren, um den $120 \mu\text{m}$ Siliziumwafer vollständig zu durchtrennen. Das entspricht einer effektiven Schnittgeschwindigkeit von 13 mm/s. Die Abtragsbreite beträgt $23 \mu\text{m}$, was zu einem Aspektverhältnis von 5,2 führt. In der Querschnittsansicht sind auf der Schnittfläche wellenförmige Strukturen zu erkennen, die durch den schichtweisen Materialabtrag entstehen (vgl. Kapitel 5.1.3). Die Eintritts- und Austrittskante ist gleichmäßig und scharf ausgebildet, was darauf schließen lässt, dass keine signifikante thermische Schädigung des Substrats vorliegt und der Materialabtrag vorwiegend dampfförmig stattfindet. Im Nachgang durchgeführte Untersuchungen der mechanischen Bruchfestigkeit zeigen, dass die mit unterschiedlichen UKP-Prozessparametern geschnittenen Bauteile bis zu 60 % höhere Bruchfestigkeit aufweisen, als die Referenzbauteile, die mittels Kurzpulslasern im Nanosekunden-Pulsdauerbereich vereinzelt wurden.

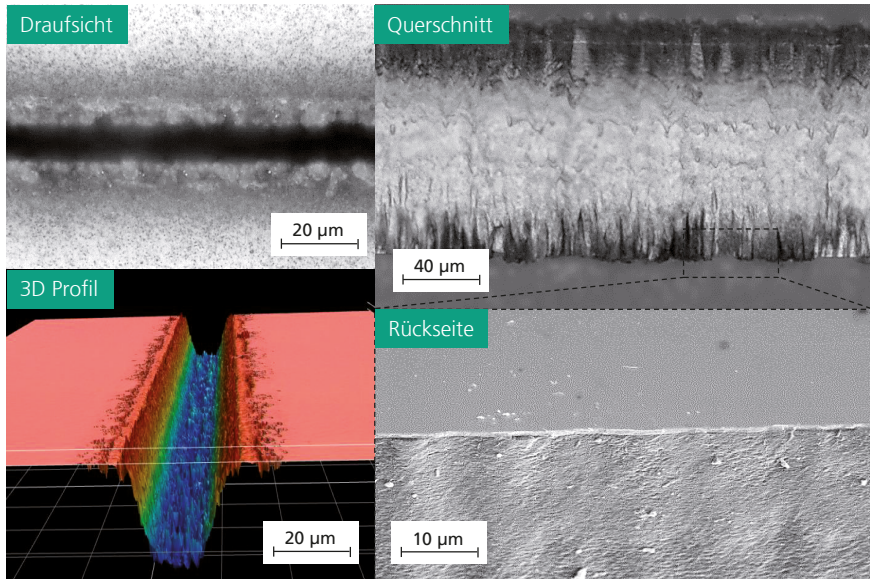


Abbildung 64: Prozessergebnisse beim Sublimationsschneiden von Silizium mit 30 W mittlerer Leistung bei 5 MHz Repetitionsrate und einer Pulsenergie von 6 μJ , Pulsdauer 10 ps, Strahlablengeschwindigkeit 20 m/s, p-Polarisation, Fokussdurchmesser 11 μm , 1500 Überfahrten. Resultierende effektive Schnittgeschwindigkeit 13 mm/s. Abtragsbreite 23 μm bei einer Materialstärke von 120 μm . Resultierendes Aspektverhältnis 5,2.

In Bezug auf die Qualität ist der Sublimationsschneidprozess mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung, insbesondere aufgrund der höheren Wafereffizienz und der gesteigerten Bruchfestigkeit, dem konventionellen schmelzdominierten Laserschneiden mittels Kurzpulslasern überlegen. Aus Sicht der Produktivität ist die effektive erreichte Schnittgeschwindigkeit des UKP-Prozesses mit 13 mm/s um einen Faktor 7 langsamer als die Geschwindigkeit des Kurzpulslaserprozesses. Die zukünftige Verfügbarkeit von UKP-Strahlquellen im Leistungsbereich von mehreren hundert Watt bis Kilowatt kann zu einer Steigerung der Produktivität führen und das Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung wettbewerbsfähig machen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

Das Sublimationsschneiden mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung ist aufgrund der sehr kurzen Wechselwirkungszeiten zwischen Strahl und Material und folglich einem bauteil-schonenden Materialabtrag eine vielversprechende Vereinzelungstechnologie für Halbleiterbauelemente. Gegenüber mechanischen Trennverfahren kann die Substratbelastung beim Sublimationsschneiden mit UKP-Laserstrahlung wesentlich verringert und die Schnittstraßenbreite dadurch verkleinert werden, was zu einer gesteigerten Wafereffizienz führt. Im Vergleich zu laserbasierten Vereinzelungstechnologien, die in der Halbleiterindustrie etabliert sind, ist das Sublimationsschneiden mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung für eine größere Vielfalt an Materialien und Materialstärken einsetzbar. Da die Materialstärke von Chips aufgrund der mechanischen Belastung nicht beliebig dünn sein darf, führt eine möglichst geringe Schnittstraßenbreite und somit auch Schnittbreite zu großen Aspektverhältnissen. Das Aspektverhältnis beim Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung ist nicht beliebig skalierbar. Aufgrund von Projektionseffekten der einfallenden Laserstrahlung kommt es zur Absenkung der effektiv wirkenden Intensität und schließlich zur Unterschreitung der Abtragsschwelle.

In der vorliegenden Arbeit wird, durch gezielte Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge, die Absorption der einfallenden Laserstrahlung so zu lokalisieren, dass ein höheres Aspektverhältnis resultiert. Die lokale Erhöhung der Substrattemperatur erfolgte dabei durch eine weitere Laserstrahlquelle. Die CW-Laserstrahlung dieser Quelle wird in die in die Abtragsgeometrie fokussiert wird und erwärmt die Schnittfuge. Weiterhin wird auch untersucht, durch welche Prozessparameter das Aspektverhältnis maßgeblich beeinflusst wird und welches Korrelationsverhältnis vorliegt. Dabei werden die folgenden Prozessparameter betrachtet: Spitzenintensität, Wellenlänge, Pulsdauer, Strahlprofil, Polarisationsrichtung, Pulsabstand.

Eine für das Aspektverhältnis optimale Spitzenintensität der UKP-Laserstrahlung liegt im Bereich von $10 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ bis $15 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Bei Unterschreitung des Intensitätsbereichs

bis zu Abtragsschwelle, wird das Aspektverhältnis durch geringe Abtragstiefen limitiert. Bei Überschreitung der optimalen Spitzenintensität bis zu $100 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ kommt es zu thermischen Effekten beim Abtrag. Die thermische Interaktionszone zwischen Laserstrahl und Material wächst an und es kommt zu einer Ausweitung der Schnittfuge. Das Aspektverhältnis kann bei einer optimalen Spitzenintensität im Vergleich zu Ergebnissen, die mit einer Spitzenintensität über oder unter dem optimalen Bereich erzielt werden, um über 50 % gesteigert werden.

Der Einfluss der untersuchten Wellenlänge von 355 nm, 532 nm und 1064 nm auf das Aspektverhältnis kann in zwei unterschiedliche Intensitätsbereiche aufgeteilt werden. Unterhalb einer Spitzenintensität von $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ wird das größte Aspektverhältnis bei einer Wellenlänge von 355 nm erzielt. Oberhalb dieser Spitzenintensität dreht sich dieser Zusammenhang um. Das größte Aspektverhältnis liegt bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Diese Unterschiede können über die wellenlängenabhängigen Absorptionsmechanismen erklärt werden. Bei Spitzenintensitäten unter $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ wird der Abtragsprozess durch lineare Absorptionsmechanismen dominiert. Bei Spitzenintensitäten oberhalb von $1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ spielen aufgrund der hohen Photonenflussdichten nichtlineare Absorptionseffekte, wie Multiphotonenprozesse die entscheidende Rolle.

Mit p-polarisierter Laserstrahlung können größere Aspektverhältnisse erzielt werden, als mit s-polarisierter Strahlung. Dieser Unterschied kann über die unterschiedlichen Absorptionsbedingungen in Abhängigkeit des Projektionswinkels und der Polarisationsrichtung erklärt werden. Neben dem Aspektverhältnis unterscheiden sich auch die Abtragsgeometrien bei s- und p-Polarisation. Aufgrund der größeren Anzahl an Reflektionen in der Schnittfuge, tendiert diese bei s-polarisierter Laserstrahlung zum Abknicken von der z-Achse. Während mit zunehmendem Flankenwinkel s-polarisierte Laserstrahlung größtenteils reflektiert wird, kann die Energie bei p-polarisierter Laserstrahlung effektiver in das Material eingekoppelt werden.

Die Abtragsschwelle von Silizium kann durch Erhöhung der Substrattemperatur um über 30 % reduziert werden. Dafür muss die Substrattemperatur auf mindestens 830 °C erhöht werden, was im Falle einer CW-Laserstrahlquelle mit einem Fokusdurchmesser von 40 µm eine mittlere Leistung von 15 W erfordert. Die Abtragsschwelle zeigt keine Abhängigkeit

vom Durchmesser der CW-Laserstrahlung, wobei Fokusdurchmesser von 40 μm und 100 μm verglichen werden. Die reziproke Korrelation zwischen Abtragsschwelle und Substrattemperatur kann auf die temperaturabhängigen Absorptionsmechanismen zurückgeführt werden. Bei steigender Temperatur werden im Silizium zunehmend freie Elektronen im Leitungsband erzeugt. Mit einer Erhöhung der Substrattemperatur geht zunächst auch eine Steigerung des Aspektverhältnisses, die elementar vom Fokusdurchmesser des CW-Lasers abhängig ist. Durch den Fokusdurchmesser des CW-Lasers wird der Temperaturgradient in der Schnittfuge maßgeblich beeinflusst. Je kleiner dieser Fokusdurchmesser ist, desto höher ist bei gleicher CW-Laserleistung die Oberflächentemperatur im Zentrum der Fuge und je steiler ist der Temperaturgradient. Bei einem Fokusdurchmesser des CW-Lasers von 40 μm ist die für das Aspektverhältnis optimale Substrattemperatur 830 °C. Eine weitere Erwärmung führt dazu, dass auch die Bereiche um die Schnittfuge erwärmt und somit leichter abgetragen werden. Die Abtragsbreite nimmt im Vergleich zur Abtragstiefe überproportional zu und das Aspektverhältnis sinkt.

Eine Reduzierung des räumlichen Pulsabstandes auf wenige Mikrometer bei einem zeitlichen Pulsabstand von wenigen Mikrosekunden, also Repetitionsraten im Bereich von mehreren 100 Kilohertz, führt zu thermischen Akkumulationseffekten und damit verbunden zu einer Erhöhung der Substrattemperatur. Grundsätzlich gelten die gleichen Funktionsmechanismen, wie bei externer Probenerwärmung. Im Vergleich zu Referenzversuchen, die bei 20 °C durchgeführt wurden, resultieren mit reduziertem Pulsabstand ein höherer Absorptionsgrad und schließlich größere Aspektverhältnisse.

Die Untersuchung des Einflusses der Pulsdauer auf das Aspektverhältnis liefert keine eindeutige Aussage. Die Abtragsrate ist bei einer Pulsdauer von 0,2 ps bis zur maximalen Abtragstiefe größer als bei einer Pulsdauer von 10 ps. Veränderungen des Strahlprofils zu einem TopHat oder Donut-Strahlprofil haben keinen positiven Einfluss auf das erreichbare Aspektverhältnis, was vor allem auf die verminderte Spitzenintensität zurückzuführen ist.

8.2 Ausblick

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass durch eine Erhöhung der Substrattemperatur in der Schnittfuge das Aspektverhältnis beim Sublimationsschneiden von Silizium mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung steigt. Eine entscheidende Rolle für das Steigerungspotential spielt dabei der Fokusedurchmesser des CW-Lasers, der maßgeblich den Temperaturgradienten beeinflusst. Zukünftig muss untersucht werden, ob durch eine weitere Erhöhung des Gradienten der Substrattemperatur in der Schnittfuge das Aspektverhältnis weiter gesteigert werden kann. Der Temperaturgradient kann durch eine Verkleinerung des Fokusedurchmessers des CW-Lasers realisiert werden. Zudem kann, anstatt einer kontinuierlich emittierenden Strahlquelle, zur Temperaturerhöhung in der Schnittfuge auch ein gepulster Laser eingesetzt werden, um damit die thermische Eindringtiefe zu reduzieren. Forschungsbedarf ergibt sich hier insbesondere in Bezug auf die Wahl geeigneter zeitlicher Pulsabstände. Zukünftig ist auch zu untersuchen, ob eine Verkleinerung der optischen Eindringtiefe zielführend ist. Dies kann durch gepulste Laserstrahlung im UV-Wellenlängenbereich, die oberflächennah absorbiert wird, erreicht werden.

Abgesehen von der gezielten lokalen Erhöhung der Substrattemperatur, ist zukünftig auch zu untersuchen, ob die Verwendung von UKP-Laserstrahlquellen mit einer Wellenlänge, bei der Silizium transparent ist, zielführend ist. Erste Stichversuche haben gezeigt, dass mit einer Wellenlänge von 1500 nm bei hinreichend scharfer Fokussierung eine Volumen- oder Rückseitenstrukturierung herbeigeführt werden kann. Dadurch ist möglicherweise auch eine Filamentierung, ähnlich wie bereits bei Glaswerkstoffen nachgewiesen, möglich [97].

In der Halbleiterindustrie gibt es neben der Wafereffizienz noch weitere Prozessbeurteilungskriterien, wie die Bruchfestigkeit der Chips und die Kontamination der Waferoberseite durch Abtragspartikel. In weitergehenden Untersuchungen ist zu prüfen, wie die Kontamination vermieden oder reduziert werden kann. Außerdem sollte das Ziel zukünftiger Arbeiten neben der Berücksichtigung von qualitativen Kriterien auch die Erforschung neuer Konzepte zur Umsetzung hoher mittlerer Leistungen über Strahlteilungs- oder schnelle Strahlablenkkonzepte sein.

9 Literatur- und Quellenverzeichnis

[1]	McClean, B.: IC Insights Research Bulletin, Arizona, 2014
[2]	Kucera, G.: Miniaturisierung und Mechatronik stehen im Mittelpunkt. In: Elektronik Praxis, Würzburg, 2014
[3]	Russer, P., Lugli, P., Weitze, M.: Elektronik im Kleinen — Gestern und Heute: Begriffsdefinition und Hintergründe zur Nanoelektronik, Heidelberg, 2013
[4]	Endler, S.; Angelopoulos, E. A.; Ferwana, S.; Harendt, C.; Hassan, M.-U.; Burghartz, J. N.: Ultradünne Chips in flexibler Elektronik. In: Proceedings Elektronische Baugruppen und Leiterplatten - EBL (GMM-FB 71), Stuttgart, 2012
[5]	Sauer, R.: Halbleiterphysik. Lehrbuch für Physiker und Ingenieure. Oldenbourg Verlag, München, 2010
[6]	Hull R.: Properties of crystalline silicon. INSPEC, The institution of electrical engineers, London, 1999
[7]	Ayers, J. E.: Digital integrated circuits: analysis and design. McGraw-Hill Higher Education, ISBN 0071181644, S. 31 ff., 2003
[8]	Takyu, S.; Kurosawa, T.; Shimizu, N.; Harada, S.: Novel Wafer Dicing and Chip Thinning Technologies Realizing High Chip Strength. In: IEEE (Hg.): 56th Electronic Components and Technology Conference 2006. San Die-go, CA, USA, May 30 - June 2, 2006 (IEEE Proceedings), S. 1623-1627.
[9]	Luo, S. Y.; Wang, Z. W. (2008): Studies of chipping mechanisms for dicing silicon wafers. In: Int. J Adv. Manuf. Technology 35 (11-12), S. 1206-1218.
[10]	Beneking, H.: Halbleiter-Technologie : eine Einführung in die Prozesstechnik von Silizium und III-V-Verbindungen. Stuttgart : Teubner, 1991.
[11]	Doering, R.; Nishi, Y.: Handbook of semiconductor manufacturing technology. 2. Aufl. Boca Raton: CRC Press, 2008
[12]	Richerzhagen, B.: Wasserstrahlgeführtes Laserschneiden von Wafern. Hg. v. Synova SA. Lausanne. Online verfügbar unter http://www.synova.ch/fileadmin/user_upload/conferences/2000_LEF.pdf , 2014
[13]	Kumagai, M.; Uchiyama, N.; Ohmura, E.; Sugiura, Ryuji; A., Kazuhiro; F.: Advanced Dicing Technology for Semiconductor Wafer—Stealth Dicing. In: <i>IEEE Trans. Semicond. Manufact.</i> 20 (3), S. 259-265, 2007
[14]	Ren, J., Orlov, S., Hesselink, L., Howard, H., Conneely, J., Herman, P. et al.: Nanosecond laser silicon micromachining. In: SPIE (Hg.): Lasers and Applications in

	Science and Engineering. Photon Processing in Microelectronics and Photonics III. San Jose, CA, Sun-day 25 January 2004: SPIE (SPIE Proceedings, 5339), S. 382-393, 2004
[15]	Poprawe, R.: Lasertechnik für die Fertigung, S. 309-313, Springer Verlag, Heidelberg, 2005
[16]	Kulik, C.: Short and Ultrashort Laser Pulses: An upcoming Tool for Processing Optical and Semiconductor Materials. In: Proceedings of SPIE Vol 5339, Bellingham, 2004
[17]	Hügel, H., Graf, T.: Laser in der Fertigung: Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren 3. Auflage. Springer Verlag, Heidelberg, 2014
[18]	Bobzin, K., Bagcivan, N., Gillner, A., Hartmann, C., Holtkamp, J., Michaeli, W., Klaiber, F., Schöngart, M., Theiß, S.: Injection molding of products with functional surfaces by micro-structured, PVD coated injection molds. Prod. Eng. 5, Nr. 4, 415-422, 2011
[19]	Michaeli, W., Schöngart, M., Klaiber, F., Beckemper, S.: Production of superhydrophobic surfaces using a one-step variothermal injection moulding process. Micro Nanosystems 3, 222-225, 2011
[20]	Bärsch, N., Körber, K., Ostendorf, A., Tönshoff, K. H.: Ablation and Cutting of planar silicon devices using femtosecond laser pulses. Appl. Phys. A 77, S. 237-242, Heidelberg, 2003
[21]	Bonse, J., Baudach, S., Krüger J., Kautek, W., Lenzner, M.: Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology. Appl. Phys. A 74, S. 19-25, Heidelberg, 2002
[22]	Hwang, D., Grigoropoulos, C.: Efficiency of silicon micromachining by femtosecond laser pulses in ambient air. Appl. Phys. 99, Heidelberg, 2006
[23]	Raciukaitis G., Kazlauskienė, V., Miskinis, J.: Ablation of Silicon by Picosecond Pulses of Laser Radiation. Proceedings of the 23rd ICALEO, Orlando, 2004
[24]	Ostendorf, A., Kulik, C., Bauer, T., Bärsch, N.: Ablation of metals and semiconductors with ultrashort-pulsed lasers: improving surface qualities of microcuts and grooves. Proceedings of SPIE, Vol. 5340, 2004
[25]	Goßner, S.: Grundlagen der Elektronik. Halbleiter, Bauelemente und Schaltungen. Shaker Verlag, Aachen, 2011
[26]	Häberlin, H.: Photovoltaik, Strom aus Sonnenlicht. AZ Verlag, Aarau, 2007
[27]	Hilleringmann, U.: Silizium-Halbleitertechnologie. Teubner Studienbücher, Elektrotechnik, Leipzig, 1999

[28]	Reiher, F.: Wachstum von Galliumnitrid-basierten Bauelementen auf Silizium(001)-Substraten mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie. Dissertation OvGU Magdeburg, 2009
[29]	Hilleringmann, U.: Silizium-Halbleitertechnologie. Teubner-Studienbücher Elektrotechnik, Leipzig, 2004
[30]	Internet: http://computer-oiger.de/wordpress/wp-content/uploads/ingot.jpg
[31]	Internet: http://www.leyesolar.de/template/images/wafer2.jpg
[32]	Internet: https://images.vogel.de/vogelonline/bdb/177100/177177/sourceimage.jpg
[33]	Zengerle, R.: Mikrosystemtechnik 2 : Aufbau- und Verbindungstechnik 1. Freiburg, Universität Freiburg, Mikrosystemtechnik, Vorlesungsskript, 2002
[34]	Efrat, U.: Optimizing the wafer dicing process. In: IEEE (Hg.): 15th IEEE/CHMT International Electronic Manufacturing Technology Symposium. Santa Clara, CA, USA, 4-6 Oktober 1993 (IEEE Proceedings), S. 245-253.
[35]	Internet: http://www.microwaterjet.com/technology/the-advantages/
[36]	Internet: http://www.incodema.com/processes/MicroCut-Cutting.aspx
[37]	Richerzhagen, B.: Industrial applications of the water-jet guided laser. In: The Industrial Laser User (28), S. 28-30, 2002
[38]	Gu, E., Jeon, C.W., Choi, H. W.: Micromachining and dicing of sapphire, gallium nitride and micro LED devices with UV copper vapour laser. Proceedings of Symposium H on Photonic Processing of Surfaces, Thin Films and Devices, of the E-MRS 2003 Spring Conference, Glasgow, 2004
[39]	Fukuyo, F.; Fukumitsu, K.; Uchiyama, N.: Stealth dicing technology and applications. In: Japan Laser Processing Society (JLPS) (Hg.): The 6th International Symposium on Laser Precision Microfabrication. Williamsburg, VA, USA, 4-8 April 2005 (Proceedings of LPM2005), 2005
[40]	Hamamatsu (Hg.): Laser Advanced Materials Processing. Online verfügbar unter http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/SD_tech_TLAS9004E01.pdf , 2014
[41]	Kumagai, M.; Uchiyama, N.; Ohmura, E.; Sugiura, Ryuji; A., Kazuhiro; F.: Advanced Dicing Technology for Semiconductor Wafer—Stealth Dicing. In: <i>IEEE Trans. Semicond. Manufact.</i> 20 (3), S. 259-265, 2007
[42]	Fukumitsu, K.; Kumagai, M.; Ohmura, E.; Morita, H.; Atsumi, K.; Uchiyama, N.: The mechanism of semiconductor wafer dicing by stealth dicing technology. In: Japan Laser Processing Society (JLPS) (Hg.): The 4th International Congress on

	Laser Advanced Materials Processing. Kyoto, Japan, 16-19 May 2006 (Proceedings of LAMP2006), 2006
[43]	Haupt, O., Siegel, F., Schoonderbeek, A., Richter, L., Kling, R., Ostendorf, A.: Laser Dicing of Silicon: Comparison of Ablation Mechanisms with a Novel Technology of Thermally Induced Stress. In: <i>Journal of Laser Micro / Nanoengineering</i> 3 (3), S. 135-140, 2008
[44]	Schoenfelder, S., Ebert, M., Landesberger, C., Bock, K., Bagdahn, J.: Investigations of the influence of dicing techniques on the strength properties of thin silicon. In: <i>Microelectronics Reliability</i> 47 168-178, Munich, 2006
[45]	Haupt, O. et al.: Laser Dicing of Silicon: Comparison of Ablation Mechanisms with a Novel Technology of Thermally Induced Stress. <i>JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering</i> Vol. 3, No. 3, 2008
[46]	Döring, S. et al.: Evolution of hole depth and shape in ultrashort pulse deep drilling in silicon. <i>Appl Phys A</i> 105:69-74. Springer Verlag, 2011
[47]	Venkatakrishnan, K.: A high-repetition-rate femtosecond laser for thin silicon wafer dicing. <i>J. Micromech. Microeng.</i> 18 075032 (7pp), 2008
[48]	Yokotani, A.: Development of dicing technique for thin semiconductor substrates with femtosecond laser ablation. <i>Photon Processing in Microelectronics and Photonics III</i> , Proc. of SPIE Vol. 5339, 2004
[49]	Diels, Jean-Claude; Rudolph, Wolfgang: Ultrashort laser pulse phenomena. Fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale. 2. Aufl. Amsterdam, London, 2006
[50]	Dohlus, Rainer: Photonik. Physikalisch-technische Grundlagen der Lichtquellen, der Optik und des Lasers. München: Oldenburg, 2010
[51]	Hügel, Helmut: Strahlwerkzeug Laser. Eine Einführung. Teubner Teubner-Studienbücher : Maschinenbau. Stuttgart, 1992
[52]	Ramme, Mark; Vaupel, Andreas; Hemmer, Michael; Choi, Jiyeon; Mingareev, Ilya; Richardson, Martin C: Lasers for Ultrafast Laser-Materials Processing. In: Koji Sugioka und Ya Cheng (Hg.): <i>Ultrafast Laser Processing. From Micro- to Nanoscale</i> . Singapore, 2013
[53]	Treusch, H., Schäfer, P., and Junge, H., Abtragen, Bohren und Trennen mit Festkörperlasern. VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien. Düsseldorf, 1997
[54]	Weikert, Michael: Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen. <i>Laser in der Materialbearbeitung - Forschungsberichte des IFSW</i> . Dissertation, Stuttgart, 2005

[55]	Eichler, Jürgen; Eichler, Hans Joachim: Laser. Bauformen, Strahl-führung, Anwendungen. 7. Aufl. Springer Verlag. Berlin, 2010
[56]	Poprawe, R.; Gillner, A.; Mehlmann, B.: Mikro-/Nanofertigungstechnik mit Laserstrahlung. Grundlagen Lasertechnik. Präsentation, Aachen, 2012.
[57]	Pedrotti, F. L.; Pedrotti, L. S.: Optik für Ingenieure. Grundlagen. Springer Verlag. Berlin, 2002.
[58]	Jellison, G. E. Jr. and Lowndes, D. H.: Measurements of the optical properties of liquid silicon and germanium using nanosecond timeresolved ellipsometry. Applied Physics Letters 51. 1987
[59]	Jäger, Erwin; Bischhoff, Christian: Projektergebnisse aus dem BMBF Projekt SE-MILAS, Verbundvortrag Laser World of Photonics, München, 2015
[60]	Raciukatis, Gediminas; Stankevicius, Bischhoff, Christian; Jäger, Erwin: Laser Processing by Using Diffractive Optical Laser Beam Shaping Technique. JLMN- Journal of Laser Micro/Nanoengineering Vol. 6, No. 1. Osaka, 2011
[61]	Homburg; O., Mitra, T., Gaussian-to-top-hat beam shaping: an overview of parameters, methods, and applications. Proc. SPIE 8236, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIV, 82360A. San Francisco, 2012
[62]	Eaton M., Zhang H., Herman P., Yoshino F., Shah L., Bovatsek J., and Arai A.: Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate. Optics Express, Volume 13, Issue 12
[63]	Di Niso F., Gaudio C., Sibillano T., Mezzapesa F., Ancona A.,1, Lugarà P.: Role of heat accumulation on the incubation effect in multi-shot laser ablation of stainless steel at high repetition rates. OPTICS EXPRESS, 2014
[64]	Dausinger, F.: Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität. Stuttgart: Teubner (Teubner Studienbücher Maschinenbau), Universität Stuttgart, Habilitationsschrift, 1995.
[65]	Kanayama K., Baba H.: Directional monochromatic emittances of the random rough surfaces of metal and nonmetals, Tr. J. S. M. E. Trans. 41, 258, 1975
[66]	Drude P.: Zur Elektronentheorie der Metalle, Annalen der Physik 566, 1900
[67]	Ruf, A.: Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern. München, Utz-Verlag, Universität Stuttgart, Dissertation, 2004.
[68]	Nolte, S.: Mikromaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen. Göttingen: Cuvillier Verlag, Universität Göttingen, Dissertation, 1999.
[69]	Sabbah A. J., Riffe, D. M.: Femtosecond pump-probe reflectivity study of silicon carrier dynamics. Phys. Rev. B 66, 165217, 2002

[70]	König, K.; Nolte, S.; Tünnermann, A.: Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses. In: Optics Express 13, 2005
[71]	Nolte, S. ; Momma, C. ; Jacobs, H. ; Tünnermann, A. ; Chichkov, B.N. ; Wellegehaus, B. ; Welling, H.: Ablation of metals by ultrashort laser pulses. In: Journal of the Optical Society of America B 14, 1997
[72]	Chichkov, B.N.; Momma, C.; Nolte, S.; Alversleben, F.von; Tünnermann, A.: Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. In: Applied Physics A 63, 1996
[73]	Hartmann, C.: Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition, Ap-primus Verlag, RWTH Aachen, Dissertation, 2014
[74]	Bahae M. S., Hasselbeck M. P.: Handbook of Optics, Volume IV—Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics, New York, 2010
[75]	Green, M.A., Keevers, M. "Optical properties of intrinsic silicon at 300 K ", Progress in Photovoltaics, Vol.3, No.3; (1995)
[76]	Šik, J., Hora, J., and Humlíček, J.: Optical functions of silicon at high temperatures. J. Appl. Phys. 84, 6291; doi: 10.1063/1.368951, 1998
[77]	Vuye G. et al.: Temperature dependence of the dielectric function of silicon using in situ spectroscopic ellipsometry. Thin Solid Film, 233, page 166 ff., 1993
[78]	Neuenschwander, B., Bucher G., Nussbaum C., Joss B., Murali M., Hunziker U., Schuetz P.: Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: results, strategies, limitations and needs. Proc. of SPIE Vol. 7584, 2010
[79]	Manickam S., Wang J., Huang C.: Laser-Material interaction and Grooving performance in ultrafast laser ablation of crystalline germanium under ambient conditions. Proc IMechE Part B: J Engineering Manufacture 227(11). 2013
[80]	Hwang D., Grigoropoulos C., Choi T.: Efficiency of silicon micromachining by femtosecond laser pulses in ambient air. Journal of Applied Physics 99, 083101, 2006
[81]	König, W., Klocke, F.: Fertigungsverfahren I. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2008
[82]	Liu J M.: Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. Optics Letters, Vol. 7, Nr. 5, 1982
[83]	Eppelt, U.: Simulation des Abtragsverhaltens von Dielektrika und Halbleitern bei der UKP-Laserbearbeitung. RWTH Aachen. Dissertation in Vorbereitung. Aachen, 2015

[84]	Tan, B, Venkatakrishnan K.: A femtosecond laser-induced periodical surface structure on crystalline silicon. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2006
[85]	Demchuk A. V., and Labunov V., A.: Surface morphology and structure modification of silicon layers induced by nanosecond laser radiation. Appl. Surf. Sci, 1995
[86]	Young J. F., Sipe J. E., and van Driel H. M.: Laser induced periodic surface structure: III. Fluence regimes, the role of feedback, and details of the induced topography in germanium. Phys. Rev. B, 1984
[87]	Hohm S., Rosenfeld A., Kruger J., and Bonse J.: Femtosecond laser-induced periodic surface structures on silica. Journal of Applied Physics, 2012.
[88]	Robitaille A., Boulais E., Meunier M.: Mechanisms of plasmon-enhanced femtosecond laser nanoablation of silicon. OPTICS EXPRESS, Vol. 21, No. 8, 2013
[89]	Weber et al. IFSW Stuttgart: „Heat accumulation during pulsed laser materials processing“. Optics Express 22, 2014
[90]	G. E. Jellison and D. H. Lowndes, "Optical absorption coefficient of silicon at 1.152μ at elevated temperatures," Appl. Phys. Lett., vol. 41, no. 7, pp. 594-596, 1982.
[91]	Li et al. University of Cambridge: „Comparision between Single Shot Micromachining of Silicon With Nanosecond Pulse Shaped IR Fiber Laser and DPSS UV Laser“. Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 20, 2014
[92]	Weakliem H. A., Redfield D.: Temperature dependence of the optical properties of silicon, J. Appl. Phys., Vol. 50, No. 3, 1979.
[93]	Macfarlane G. G., McLean T. P., Quarrington J. E., and Roberts V.: Fine structure in the absorption-edge spectrum of Si, Phys. Rev., vol. 111, no. 5, 1958
[94]	Jellison, G. E., Jr., Modine, F. A.: Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7 eV at elevated temperatures. Applied Physics Letters, Volume 41, Issue 2, 1982
[95]	Fell A., Kray D., Willeke G. P.: Transient 3D/2D simulation of laser-induced ablation of silicon. Applied Physics A, Volume 92, Issue 4, 2008
[96]	Thorstensen J., Foss, S. E.: Temperature dependent ablation threshold in silicon using ultrashort laser pulses. J. Appl. Phys. 112, 103514, 2012
[97]	Butkus S., Gaizauskas E., Paipulas D., Viburyš Z.: Rapid microfabrication of transparent materials using filamented femtosecond laser pulses. Appl. Physics. A (2014)114:81-90. Springer Verlag, 2014

[98]	Eppelt U. et al.: Diagnostic and simulation of ps-laser glass cutting, Congress proceedings / ICALEO, 31th International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics : September 23 - 27, 2012
------	--

10 Anhang

10.1 Grundlagen der FEM-Berechnung in COMSOL Multiphysics

Wärmefluss

$$q_0 = -n \cdot (k \nabla T)$$

Mit n als Anzahl der Pulse, k als thermische Leitfähigkeit und T als Probentemperatur.

Diffuse Oberfläche

$$\epsilon \cdot \sigma (T_{\text{amb}}^4 - T^4) = -n \cdot (-k \nabla T)$$

Mit ϵ als Emmissionsgrad und σ als Boltzmannkonstante. T_{amb} bezeichnet die Umgebungstemperatur und T die Probentemperatur. Mit n als Anzahl der Pulse, k als thermische Leitfähigkeit und T als Probentemperatur.

Thermische Isolierung

$$-n \cdot (-k \nabla T) = 0$$

Mit n als Anzahl der Pulse, k als thermische Leitfähigkeit und T als Probentemperatur.

Wärmetransport in Feststoffen

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q$$

Mit ρ als Dichte und C_p als Wärmekapazität. $\frac{\partial T}{\partial t}$ bezeichnet die Änderung der Probentemperatur mit der Zeit. u bezeichnet den Temperaturkoeffizienten. k ist die thermische Leitfähigkeit und T die Probentemperatur. Q ist eine Wärmequelle.

Einfallender Wärmefluss

$$q_0 = \epsilon \cdot a n_1(x, y, t)$$

Mit ϵ als Emmisionsgrad und $a n_1$ als analytischer Variablen

Analytische Variable

$$a n_1(x, y, t) = p_{\text{laser}} \cdot g p_1(x) \cdot g p_1(y)$$

Mit p_{laser} als aufgebrachter Laserleistung und $g p_1$ als Gaußverteilung

10.2 Erzeugung gepulster Laserstrahlung

In der einfachsten Variante werden aus einem kontinuierlich emittierenden Laser Pulse mit einem mechanischen Shutter herausgeschnitten. Aus systemtechnischen Gründen kann dieses Verfahren nur bis zu einem Bereich von einigen 100 ns genutzt werden. Kürzere Pulse können mit gütegeschalteten Lasersystemen (Q-switch-Lasern) erzeugt werden. Dabei sorgt ein schneller optischer Schalter dafür, dass nur für sehr kurze Zeit Laserstrahlung aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Üblicherweise kommen hierfür sogenannte Pockelszellen zum Einsatz. Diese bestehen aus Kristallen, die bei Anlegen von Hochspannung ihre optischen Eigenschaften ändern. Ein weiterer Vorteil von gütegeschalteten Lasersystemen ist, dass das laseraktive Medium auch zwischen den Pulsen weiter gepumpt und angeregt wird. Die dabei gespeicherte Energie wird während des Pulses schlagartig freigesetzt, was eine höhere Pulsenergie ermöglicht, eine sogenannte Pulsüberhöhung. Mit der grade erklärten Technologie sind Pulsdauern von wenigen ns erreichbar [47].

Um ultrakurze Pulse mit weniger als 100 ps Pulsdauer zu genießen, muss auf die sogenannte Modenkopplung zurückgegriffen werden, bei der mehrere im Resonator umlaufende Moden gezielt überlagert werden. Da für die Erzeugung möglichst kurzer Pulse viele Moden

notwendig sind, müssen Lasermedien mit einem breiten Emissionsspektrum eingesetzt werden. Für eine effektive Modenkopplung muss die Phasenlage der Moden kontrolliert werden, was über aktive und passive Modenkopplung gewährleistet werden kann. Aktive Modenkopplung kann z. B. durch akkustooptische Modulatoren (AOM) realisiert werden, die den umlaufenden Moden eine vorgegebene Frequenz vorgibt. Für die passive Modenkopplung werden beispielsweise sättigbare Absorber eingesetzt, die in Abhängigkeit der Intensität ihre Transmissionseigenschaften ändern und somit nur Moden mit hoher Intensität passieren lassen. Das Modul zur Erzeugung der ultrakurzen Pulse wird als Oszillator bezeichnet. [47,48].

Die mit Modenkopplung erzeugten ultrakurzen Pulse verfügen in der Regel nur über Pulsenergien im nJ Bereich, die für eine Materialbearbeitung auf keinen Fall ausreichend sind. Daher müssen die Pulse nachverstärkt werden. Grundsätzlich gilt, je kürzer die Pulsdauer und je höher die enthaltene Pulsenergie, desto aufwändiger ist die Verstärkung. Je nach Abhängigkeit der Intensität ist die Verstärkung direkt möglich, oder aber muss über eine sogenannte CPA (Chirped Pulse Amplification) realisiert werden. Bei der CPA Technik werden hochintensive Laserpulse zunächst verlängert, dann verstärkt und schließlich wieder komprimiert. Somit besteht zu keiner Zeit die Gefahr, dass das Verstärkermedium zerstört wird. Zur Verstärkung der Pulse wird oftmals ein regenerativer Verstärker eingesetzt, der wie ein handelsüblicher Laser funktioniert. Die aus dem Oszillator emittierte Strahlung verfügt über sehr hohe Repetitionsraten im Bereich von 50 MHz. Um einzelne Pulse signifikant zu verstärken, müssen aus den 50 MHz einzelne Pulse mit einer Pockelszelle ausgewählt werden. Pockelszellen sind elektrooptische Modulatoren (EOM), die in Folge eines angelegten Hochspannungssignals mit einer zeitlichen Genauigkeit im Nanosekundenbereich geschaltet werden können. Für möglichst hohe Stabilität in Bezug auf die Leistung und Strahlqualität wird der Oszillator und Verstärker in einem festen Arbeitspunkt betrieben. Die Einstellung der für die Anwendung gewünschten Repetitionsrate und Pulsenergie erfolgt in der Regel über einen nachgeschalteten Externen Modulator auf Basis von AOM oder EOM [14, 47, 48]

10.3 Einordnung des Sublimationsschneiden in die Fertigungsverfahren

Laserstrahlung als Schneidwerkzeug wird wie alle anderen Fertigungsverfahren gemäß DIN Norm 8580 kategorisiert und es wird auf oberster Ebene zunächst nach dem Zusammenhalt von Teilchen eines festen Körpers oder der Teile eines zusammengesetzten Körpers entschieden [72]. Dabei wird nach Urformen (Zusammenhalt schaffen), Umformen (Zusammenhalt beibehalten), Trennen (Zusammenhalt vermindern), Fügen (Zusammenhalt vermehren), Beschichten (Zusammenhalt vermehren) und Stoffeigenschaften ändern [72]. Das Laserschneiden wird dem Trennen zugeordnet, bei dem das Werkstück durch Aufheben des Werkstückzusammenhalts an der Bearbeitungsstelle geändert wird. In der Verfahrensgruppe Trennen wird weiterhin nach Zerteilen, Spanen mit geometrisch bestimmter und unbestimmter Schneide, Abtragen, Zerlegen und Reinigen unterschieden. Das Abtragen bezeichnet alle Fertigungstechniken, die Werkstückschichten und -teile abtrennen und entfernen ohne dabei mechanische Kräfte aufzubringen und beinhaltet somit auch das Laserschneiden [72]. Abtragen wird gemäß DIN 8590 weiter aufgeschlüsselt nach der Art des Trennvorgangs, wobei zwischen thermischem, chemischem und elektrochemischem Abtragen unterschieden wird. Laserschneiden zählt zu den thermischen Abtragsverfahren.

In Abbildung 66 ist das thermische Abtragen weiter aufgeschlüsselt und über das Abtragen durch Laserstrahlung schließlich mit dem Sublimationsschneiden verknüpft. Das Sublimationsschneiden ist vom Brenn und Schmelzschneiden dadurch abzugrenzen, dass ein Großteil des Materials dampfförmig abgetragen wird und dieser Dampfdruck zudem je nach Prozessführung weitere schmelzflüssige Partikel mit aus der Schnittfuge treibt. Da je nach zu bearbeitendem Material nicht unbedingt ein direkter Übergang vom festen in den gasförmigen Aggregatzustand zu erwarten ist, wird das Verfahren oftmals auch als „Laser-Verdampfungsschneiden“ bezeichnet. Im Gegensatz zum Schmelzschneiden wird in der Regel das Prozessgas lediglich als reaktionsarmes Schutzgas zur Vermeidung von Schädigung der optischen Komponenten eingesetzt. Zur großteiligen Verdampfung des Materials ist eine hohe örtliche und zeitliche Leistungsdichte notwendig, die den Einsatz gepulster Strahlquellen mit hohen Pulsspitzenleistung erfordert. Bei Verwendung von Kurzpuls- oder Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen ist der Abtrag pro Schicht in der Regel so klein, dass eine sog. Multipass-Strategie zum Einsatz kommt.

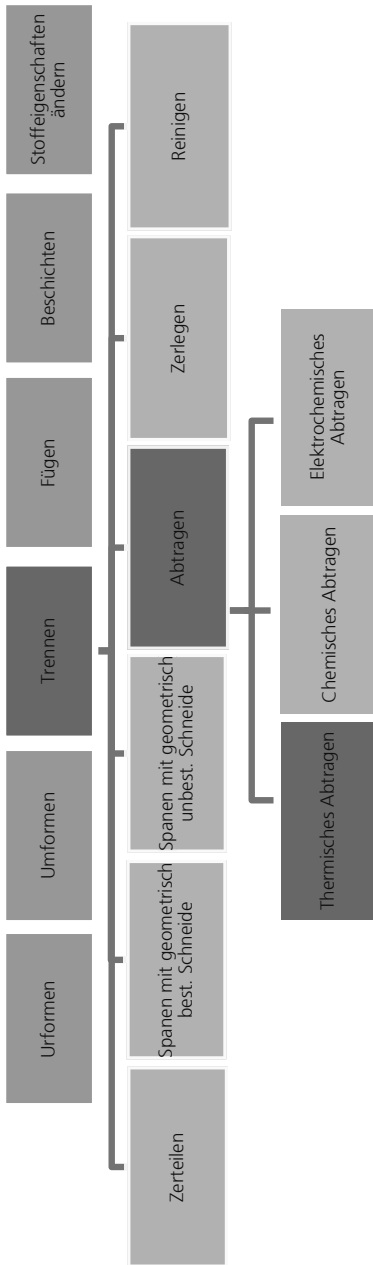


Abbildung 65: Übersicht der Fertigungsverfahren gemäß DIN Norm 8580 mit genauerer Aufschlüsselung der Gruppen Trennen und Abtragen nach DIN Norm 8590

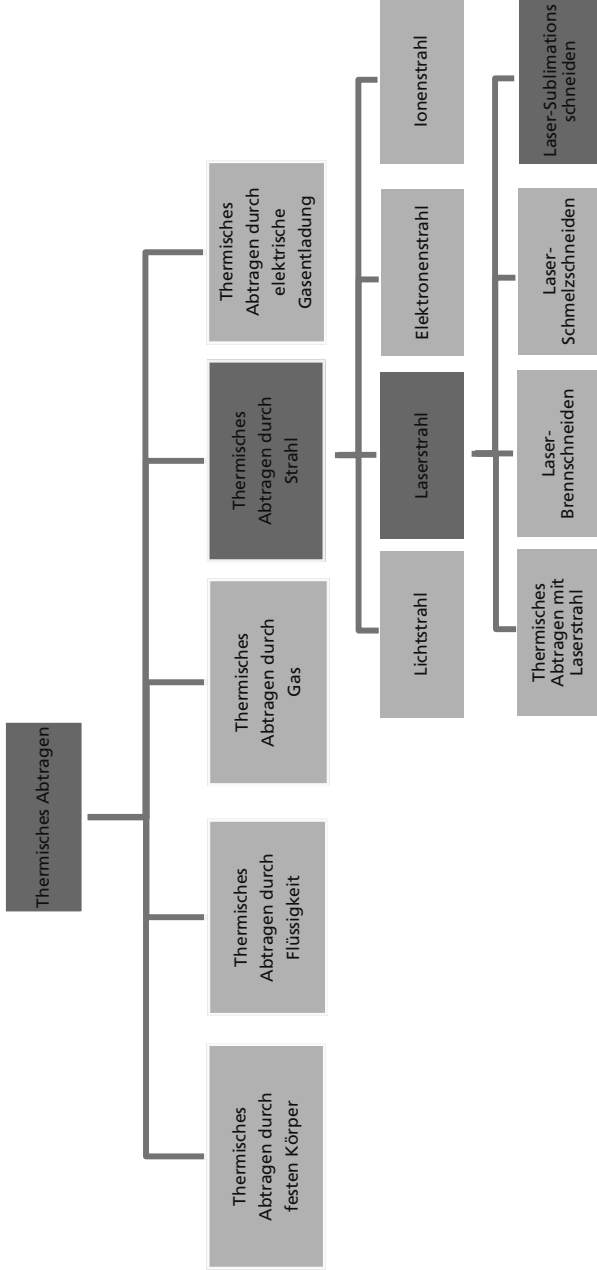


Abbildung 66: Übersicht über die Verfahren des thermischen Trennens mit genauerer Aufschlüsselung des Abtrags durch Laserstrahlung gemäß DIN Norm 8590

10.4 Materialkunde Halbleiter

Halbleiter sind Feststoffe mit kristallartiger Gitterstruktur, die anhand ihrer elektrischen und physikalischen Eigenschaften zwischen Leitern und Isolatoren eingeordnet werden. Bei Leitern handelt es sich in der Regel um Metalle (z. B. Gold, Eisen oder Kupfer), die über eine Großzahl an freien Elektronen in Form eines sogenannten Elektronengases verfügen. Da diese Leitungselektronen nicht an der Bindung der Atome im Kristallgitter beteiligt sind, sind sie unmittelbar leitfähig [24]. Im Gegensatz dazu sind bei Isolatoren, auch Nichtleiter bzw. Dielektrika genannt, die Elektronen fest im Atomgitter verankert. Valenzband und Leitungsband sind durch eine Bandlücke getrennt. Auch bei Halbleitern liegt eine solche Bandlücke vor. Diese ist allerdings kleiner, so dass sich bereits bei Raumtemperatur Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband bewegen können und somit für Leitfähigkeit Sorge tragen. Bei den meisten Halbleitern sind am absoluten Temperaturnullpunkt von 0 K jedoch alle Elektronen im Valenzband gebunden und es liegt keine elektrische Leitfähigkeit vor. Die elektrische Leitfähigkeit ist bei Halbleitern somit positiv mit der Temperatur korreliert, d. h. je höher die Temperatur des Materials ist, desto effektiver ist die Leitfähigkeit. Prominente Beispiele für Halbleiter sind z. B. Germanium oder Silizium. Beide Elemente stammen aus der vierten Hauptgruppe des Periodensystems und verfügen über vier Valenzelektronen.

