

MASTERARBEIT

Frau B.Sc. Tina Viertel

Untersuchungen zum rückseitigen Abtrag dünner Aluminiumschichten auf Quarzglas mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Mittweida, 2018

Fakultät Ingenieurwissenschaften

MASTERARBEIT

Untersuchungen zum rückseitigen Abtrag dünner Aluminiumschichten auf Quarzglas mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Autor: Frau B.Sc. Tina Viertel

> Studiengang: Lasertechnik

Seminargruppe: LT15w1-M

Erstprüfer: Prof. Dr.-Ing. Horst Exner

Zweitprüfer: M.Sc. Linda Pabst

Einreichung: Mittweida, Juli 2018

Verteidigung/Bewertung: Mittweida, Juli 2018

Faculty Engineering Sciences

MASTERTHESIS

Investigation of backside ablation of thin aluminium films on fused silica with ultrashort pulsed laser radiation

author: Ms. B.Sc. Tina Viertel

course of studies: laser technology

seminar group: LT15w1-M

first examiner: **Prof. Dr.-Ing. Horst Exner**

second examiner: M.Sc. Linda Pabst

submission: Mittweida, Juli 2018

Defence/evaluation: Mittweida, Juli 2018

Bibliografische Beschreibung:

Viertel, Tina:

Untersuchungen zum rückseitigen Abtrag dünner Aluminiumschichten auf Quarzglas mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung - 2018. – 18, 73, 16 S. Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Ingenieurwissenschaften, Masterarbeit, 2018

Referat:

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem selektiven rückseitigen Abtrag von dünnen Aluminiumschichten (10 – 50 nm) auf Quarzglas mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung der Wellenlänge von 1028 nm und Pulsdauern von 0,2 – 10 ps. Die Einflüsse von Prozess- und Probenparametern auf die Abtragsschwellen und Inkubationskoeffizienten werden bestimmt. Ebenso wird ein Vergleich von Schwellfluenz und Inkubationskoeffizienten zwischen vorder- und rückseitigem Abtrag gegeben. Hierfür werden die Werte des vorderseitigen Abtrag aus vorhergehenden Untersuchungen verwendet. Neben experimentellen Untersuchungen werden Berechnungen zur Bestimmung der theoretischen Schwellfluenzen durchgeführt. Mithilfe dieser Untersuchungen soll die Qualität der Strukturierung von Aluminiumschichten verbessert werden.

Inhaltsverzeichnis

Inhalts	sverzeichnis	I
Abbild	lungsverzeichnis	III
Tabell	enverzeichnis	VII
Forme	Iverzeichnis	IX
Abkür	zungsverzeichnis	XIII
1 Ei	nleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Aufgabenstellung	2
2 Tł	neoretische Vorbetrachtungen	3
2.1	Laserstrahlung-Materie-Wechselwirkung	3
2. 2. 2. 2.	 1.1 Energieeinkopplung, -verteilung 1.2 Energieübertragung 1.3 Materialabtrag 1.4 Bestrahlungsregime 	4 4 6 7
2.2	Ermittlung Abtragsschwelle	7
2.3	Ermittlung Inkubationskoeffizient	10
2.4	Theoretische Bestimmung der Schwellfluenz	11
3 St	and der Technik	13
3.1	Abtragsmodelle	13
3.2	vorder- und rückseitiger Abtrag von Aluminiumschichten und Bulk-	
	Aluminium	15
4 Ve	ersuchsanordnung	25
4.1	Laseranlage	25
4.2	Probenmaterial	26

4	4.3	Ana	alysemethoden	
5	Ex	perin	nentelle Untersuchungen	29
ł	5.1	Abt	ragsmorphologien	
	5.1 5.1	l.1 l.2	Einzelpuls Multipuls	
!	5.2	Abt	ragsschwellen und Inkubationskoeffizienten	
	5.2 5.2 5.2	2.1 2.2 2.3	Vorgehensweise zur Bestimmung Abtragsschwellen Inkubationskoeffizienten	45
ł	5.3	Ver	gleich Schichtabtrag vorder- und rückseitig	63
	5.3 5.3	3.1 3.2	Abtragsschwellen Inkubationskoeffizienten	63 64
!	5.4	Ber	echnungen	65
6	Zu	samr	nenfassung und Ausblick	71
(6.1	Zus	ammenfassung	71
(6.2	Aus	sblick	73
Lit	erat	urver	zeichnis	xv
An	lage	en		I
Da	nksa	agun	9	

Selbstständigkeitserklärung

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2-1:	Vergleich des Ein- und Zwei-Temperatur-Modells [8]5	
Abbildung 2-2:	Schem. Darstellung der beim Laserabtragen ablaufenden Prozesse [8]	
Abbildung 2-3:	Schematische Darstellung des vorder- (links) und rückseitigen (rechts) Bestrahlungsregimes [6]7	
Abbildung 2-4:	Einteilung der verschiedenen Wechselwirkungszonen am Beispiel von Aluminium	
Abbildung 3-1:	Übersicht über die physikalischen Abtragseffekte, deren Voraus- setzungen bezüglich der Laser- und Materialparameter (zweite Reihe), das Ergebnis des Abtrags (dritte Reihe) und Prozess- beispiele (vierte Reihe) [19]	
Abbildung 3-2:	Modell des Abtragsmechanismus für den Lift-off Prozess [6] 14	
Abbildung 3-3:	Abtragsstrukturen für drei verschiedene Schichtdicken d unter Bestrahlung mit jeweils Q = 7 μ J, blau: Float-Glas, aufgenommen mittels optischer Mikroskopie, D _s – Durchmesser strong ablation, D _G – Durchmesser gentle ablation [26]	
Abbildung 3-4:	Experimentell und durch Simulation abgeleitete Schwellfluenzen für gentle und strong ablation als Funktion der Schichtdicke [26]16	
Abbildung 3-5:	Simulierte Temperaturverteilung für verschiedene Schichtdicken von Aluminium durch Einzelpulsbestrahlung mit Q = 1 μ J als Funktion der Zeit, maximale Elektronentemperatur (durchgehende Linie) und maximale Phononentemperatur (gestrichelte Linie) [26]	
Abbildung 3-6:	Abtragsstrukturen für eine Pulsdauer von 0,2 und 10 ps und einer Pulsenergie von 53 μJ [25]17	
Abbildung 3-7:	Simulierte maximale Elektronen- und Phonentemperatur als Funktion von Zeit und Material [25]17	
Abbildung 3-8:	Schematische Darstellung der Abtragsmorphologien von [27]18	
Abbildung 3-9:	Abtragsrate als Funktion der eingestrahlten Laserfluenz für verschiedene Pulsdauern von 100 – 4500 fs [29]19	
Abbildung 3-10: Vergleich der Schwellfluenzen und Eindringtiefen für high und low fluence regime für Pulsdauern von 100 – 4500 fs [29]		

Abbildung 3-11	Definition der Prozessradien mit Größenordnung der benötigten Fluenz, links bei dem vorderseitigen und rechts bei dem rück- seitigen Abtrag [24]
Abbildung 3-12	Schnittbild des vorderseitigen (links) und rückseitigen Abtrags (rechts) mit Benennung der Prozessradien [24]
Abbildung 3-13	Gemessene und berechnete Schwellenergie für den "Nickel- Transfer" [22]
Abbildung 3-14	Einzelpuls-Abtragsschwelle als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke [32]
Abbildung 3-15	: Inkubationskoeffizient als Funktion von Pulsdauer und Schicht- dicke [32]24
Abbildung 4-1:	Prinzip der Verstärkung ultrakurz gepulster Laserpulse mittels CPA [33]25
Abbildung 4-2:	links: Ergebnis der Strahldiagnose im gepulstem Betrieb, Fokus- sierung mittels Optik der Brennweite 167 mm; rechts: räumliche Intensitätsverteilung in Fokusnähe
Abbildung 5-1:	Abtragsmorphologien unter Einzelpulsbestrahlung für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 20 nm
Abbildung 5-2:	Abtragsmorphologien unter Einzelpulsbestrahlung für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 50 nm
Abbildung 5-3:	Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 20 nm, Einzelpulsbestrahlung, aufgenommen mit Atomkraft- und Laserscanningmikroskopie
Abbildung 5-4:	Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 50 nm, Einzelpulsbestrahlung, aufgenommen mit Atomkraft- und Laserscanningmikroskopie
Abbildung 5-5:	Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 50 nm, τ_H = 2 ps und verschiedenen Fluenzen, Einzelpulsbestrahlung, aufgenommen mit Laserscanning- mikroskopie
Abbildung 5-6:	Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zwei Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 20 nm
Abbildung 5-7	Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zehn Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 20 nm

Abbildung 5-8:	Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 20 nm, Bestrahlung mit zwei Pulsen, aufgenommen mit Laserscanningmikroskopie40
Abbildung 5-9:	Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zwei Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 50 nm
Abbildung 5-10	Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zehn Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 50 nm
Abbildung 5-11	Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 50 nm, aufgenommen mit Laserscanning- mikroskopie43
Abbildung 5-12	Farbliche Kennzeichnung der zur Auswertung verwendeten Abtragsdurchmesser45
Abbildung 5-13	:Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Puls- energie für verschiedene Pulsanzahlen (für z = 30 nm, τ_H = 2 ps) 46
Abbildung 5-14	:Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Puls- energie für verschiedene Pulsanzahlen (für z = 30 nm, τ_H = 0,2 ps)
Abbildung 5-15	Strukturen auf der Rückseite von Saphir mit 2 mm Substratdicke, bei Bestrahlung der Vorderseite mit N = 100, λ = 790 nm, τ_H = 1,2 ps und H = 1,2 J/cm ² [42]51
Abbildung 5-16	:Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Puls- energie für N = 1, τ_H = 2 ps und z = 10 – 50 nm52
Abbildung 5-17	:Ermittelte Fokusradien $w_{86,LIU}$ als Funktion der Pulsdauer für N = 1 und z = 10 – 50 nm
Abbildung 5-18	Akkumulierte Schwellfluenzen als Funktion der Pulsanzahl und Schichtdicke (die grau angezeigten Datenpunkte wurden in der Fit- funktion nicht berücksichtigt)
Abbildung 5-19	Einzelpuls-Abtragsschwellen als Funktion von Schichtdicke und Pulsdauer
Abbildung 5-20	Einzelpuls-Schwellintensitäten als Funktion von Schichtdicke und Pulsdauer
Abbildung 5-21	Berechnete charakteristische Zeiten der ablaufenden Prozesse [14] 58
Abbildung 5-22	Abtragsschwelle als Funktion von Pulsdauer und Pulsanzahl für a) 50 nm, b) 30 nm, c) 20 nm und d) 10 nm

Abbildung 5-23:Inkubationskoeffizienten als Funktion von Pulsdauer und Schicht- dicke
Abbildung 5-24: Experimentell ermittelte H _{th} und berechnete Einzelpuls-Abtrags- schwelle H _{calc} als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke62
Abbildung 5-25: Einzelpuls-Abtragsschwelle als Funktion von Pulsdauer, Schicht- dicke und Bestrahlungsegime, vorderseitige (vs) und rückseitige Bestrahlung (rs)
Abbildung 5-26: Inkubationskoeffizienten als Funktion von Pulsdauer, Schichtdicke und Bestrahlungsregime, links: vorderseitige Bestrahlung (vs), rechts: rückseitige Bestrahlung (rs)
Abbildung 5-27:Berechnete Schmelz- (blaue Linie) und Verdampfungsfluenzen (rote Linie), sowie ermittelte Abtragsschwellen für N = 1, $z = 10 - 50$ nm, $\tau_H = 0,2, 2$ und 10 ps
Abbildung 5-28:Schmelztropfen am Empfängersubstrat für den rückseitigen Schichtabtrag von z = 30 nm als Funktion der Fluenz, τ_H = 5 ps, N = 1
Abbildung 5-29: Schmelztropfen am Empfängersubstrat für den rückseitigen Schichtabtrag von z = 30 nm als Funktion von Fluenz und Pulsdauer für N = 1

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3-1:	Zusammenfassung der ermittelten Schwellfluenzen für eine 30 nm Aluminiumschicht [27]
Tabelle 3-2:	Vergleich der Schellfluenzen für den vorder- und rückseitigen Abtrag für eine Alumiumschicht mit z = 430 nm unter Verwendung von Laserstrahlung mit λ = 1064 nm und τ_{H} = 10 ps [24]22
Tabelle 4-1:	Optische Eigenschaften von Bulk-Aluminium26
Tabelle 4-2:	Thermophysikalische Eigenschaften von Bulk-Aluminium [35, 36]
Tabelle 5-1:	Ermittelter Fokusradius $w_{86,LIU}$ und Schwellenergie Q _{th} für den rück- seitigen Abtrag von Aluminiumschichten einer Schichtdicke von 30 nm unter Bestrahlung mit $\tau_H = 2 \text{ ps}$, Berechnung von H _{th} aus $w_{86,LIU}$
Tabelle 5-2:	Gemessener Fokusradius $w_{\sigma 0}$ und ermittelte Schwellenergie Q_{th} für den rückseitigen Abtrag von Aluminiumschichten einer Schicht- dicke von 30 nm unter Bestrahlung mit $\tau_H = 2$ ps, Berechnung von H _{th} aus $w_{\sigma 0}$
Tabelle 5-3:	Ermittelter Fokusradius w _{86,LIU} , Schwellenergie Q _{th} und Schwell- fluenz H _{th} für den rückseitigen Abtrag von Aluminiumschichten einer Schichtdicke von 30 nm unter Bestrahlung mit τ_{H} = 0,2 ps49
Tabelle 5-4:	Thermische Eindringtiefen als Funktion der Pulsdauer56
Tabelle 5-5:	Berechnete Reflexionsgrade für vorder- und rückseitige Be- strahlung, sowie ermittelte Schmelz- und Verdampfungsenergie- dichten/Volumen

Formelverzeichnis

Formelzeichen	Bedeutung	Maßeinheit
Io	Eingestrahlte Spitzenintensität	W/m²
l(z)	Intensität in der Materialtiefe z	W/m²
<i>I</i> th	Schwellintensität	W/m²
Р	Leistung	W
Pkrit	Kritische Leistung	W
H ₀	Eingestrahlte Spitzenfluenz	J/m²
H _{th}	Schwellfluenz	J/m²
H _{calc}	Berechnete Einzelpuls-Abtragsschwelle aus der Regressionsgeraden über die Abhängigkeit der akkumulierten Schwellfluenz von der Pulsanzahl	J/m²
Q	Pulsenergie	J
Q_{th}	Schwellenergie	J
Q_{\min}	Minimale Pulsenergie, bei der Materialabtrag induziert wird	J
λ	Wellenlänge	m
ĩΗ	Pulshalbwertsbreite (Pulsdauer)	S
M²	Beugungsmaßzahl	-
<i>f</i> R	Puls-Repetitionsrate	Hz
N	Pulsanzahl	-
f	Brennweite	m
W 86	Strahlradius	m

X	F	ormelverzeichnis
W σ0	Fokusradius auf Basis des Varianz- durchmessers	m
W 86,LIU	Fokusradius nach der Methode von Liu [1]	m
r	Radius	m
$D_{ m eff}$	Effektiver Abtragsdurchmesser	m
R	Reflexionsgrad	-
Т	Transmissionsgrad	-
A	Absorptionsgrad	-
В	Streuung	-
α	Absoptionskoeffizient	1/m
n	Realteil der komplexen Brechzahl	-
К	Imaginärteil des komplexen Brechungsinde (Absorptionsindex)	ex -
t	Zeit	S
Z	Materialdicke	m
V	Volumen	m³
ρ	Dichte	kg/m³
Cel	Volumetrische Wärmekapazität der Elektroner	ו J/(K*m³)
$C_{ m ph}$	Volumetrische Wärmekapazität der Phononen	u J/(K*m³)
$T_{ m el}$	Temperatur der Elektronen	К
T_{ph}	Temperatur der Phononen	К
$\lambda_{ m el}$	Wärmeleitfähigkeit des Elektronsystems	W/(m*K)
k	Temperaturleitfähigkeit	m²/s
g	Kopplungsfaktor	-
S(z,t)	Anregungsquellterm des Laserpulses	-

Cl	Spezifische Wärmekapazität	J/(kg*K)
T _{r,s, v}	Raum- (r), Schmelz- (s) und Verdampfungstemperatur (v)	К
T _{max, e}	Maximale Elektronentemperatur	К
$T_{max,ph}$	Maximale Phononentemperatur	К
$\Delta H_{m,v}$	Spezifische Schmelz- (m) und Verdampfungs- enthalpie (v)	J/kg
<i>E</i> m/ <i>V</i> , <i>E</i> √/ <i>V</i>	Volumetrische Schmelz- und Verdampfungs- energiedichte	J/m³
F _{m,v}	Abtragsschwelle für Schmelzen (m) und Verdampfen (v)	J/m²
d abs	Absorbierende Schichtdicke	m
$\delta_{ m eff}$	Effektive Eindringtiefe	m
Lopt	Optische Eindringtiefe	m
Lth	Thermische Eindringtiefe, Diffusionslänge	m
τ _c	Kritische Pulsdauer	S
Lc	Kritisch erwärmte Tiefe	m
τ _{ep}	Elektron-Phonon-Relaxationszeit	S
S	Inkubationskoeffizient	-

Abkürzungsverzeichnis

OLED	engl. Organic light emitting diode
LED	engl. Light emitting diode
RIPPLE	= LIPSS, engl. Laser induced periodic surface structures
LIFT	engl. Laser induced forward transfer
UKP	Ultrakurz gepulste Laserstrahlung
СРА	engl. Chirped Pulse Amplification
AFM	engl. Atomic Force Microscopy, Atomkraftmikroskopie
LSM	Laserscanningmikroskopie
VS	vorderseitiges Bestrahlungsregime
rs	rückseitiges Bestrahlungsregime

1 Einleitung

1.1 Motivation

In der Elektronik, vor allem in der Halbleiterelektronik, sind dünne Schichten von großer Bedeutung. Schichtdicken im Nanometerbereich bilden die Grundlage für die Herstellung und Funktionsweise von Transistoren bzw. Dioden und somit für alle mikroelektronischen Bauelemente. Weitere wichtige Anwendungsbereiche sind elektronische Anzeigen, wie OLED-Displays, sowie die Photovoltaik, beispielsweise in Form von Dünnschichtsolarzellen. Dabei werden je nach Anwendung nahezu alle Materialgruppen eingesetzt, sie reichen von Metallen bis hin zu Nichtleitern. [2] Aluminium-Dünnschichten bzw. Aluminium-Legierungen finden, aufgrund ihrer hohen elektrischen Leitfähigkeit, in der Mikroelektronik für Leiterbahnen und ebenso in der Mehrzahl der Verbindungen in Halbleiter-Chips Anwendung [3].

Zur Strukturierung von Schichten für die Mikrosystemtechnik werden unter anderem Ätzverfahren eingesetzt. Diese Technologien ermöglichen die Herstellung präziser Strukturen mit Auflösungen im Nanometerbereich. Die Ätzverfahren werden je nach Reagenz in nasschemisch oder trocken und Orientierung in anisotrop oder isotrop eingeteilt. Die Nachteile des nasschemischen Ätzverfahrens liegen unter anderem in den Einschränkungen von Strukturgeometrie und Werkstoffauswahl. Weitere Nachteile liegen in dem hohen zeitlichen Aufwand, der Erzielung geringer Aspektverhältnisse und Ätzraten und in der Verwendung giftiger Chemikalien. [4] Ein Vertreter des anisotropen, physikalischen Trockenätzens ist der Laserabtrag. [5] Die Mikrostrukturierung von Schichten mittels Laserstrahlung bietet vielfältige Erweiterungsmöglichkeiten zu den konventionellen Ätzverfahren der Mikrosystemtechnik. Die direktschreibende Laserstrukturierung birgt erhebliches Potential für die Zeit- und Kosteneinsparung bei der Strukturierung. Durch die Laserbearbeitung ist eine hohe Flexibilität des Fertigungsprozesses gegeben, eine Vielzahl von Werkstoffen und Werkstoffkombinationen können bearbeitet, ebenso komplexe räumliche Konturen mit beliebigen dreidimensionalen Strukturen versehen werden. Bei optimaler Anpassung der Bearbeitungsparameter an den Werkstoff ist eine hohe Bearbeitungsqualität erreichbar. [4] Durch die Entwicklung von ultrakurz gepulsten Laserquellen konnte das Verfahren der Laserstrukturierung weiter in seiner Präzision gesteigert und somit die qualitativ hochwertige Strukturierung von dünnen Metallfilmen ermöglicht werden. Die Strukturierung von Dünnschichten mittels Ultrakurzpulslaser findet bereits vielfältige Anwendungen in der Industrie, beispielsweise in der Strukturierung von Dünnschichtsolarzellen. Wesentlicher Bestandteil von Dünnschichtsolarzellen stellen Molybdänschichten dar. Für die Strukturierung von Molybdänschichten ergibt sich eine wesentliche Verbesserung

von Qualität und Bearbeitungszeit unter Verwendung von Piko- statts Nanosekunden. Zu einer weiteren Steigerung der angeführten Aspekte führt der Einsatz des rückseitigen Bestrahlungsregimes. [6]

Um die Bearbeitungsqualität von dünnen Aluminiumschichten zu verbessern, werden nachfolgend grundlegende Untersuchungen zum selektiven Laserabtrag von Aluminiumschichten mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung im rückseitigen Bestrahlungsregime durchgeführt.

1.2 Aufgabenstellung

Ziel der Arbeit ist die detaillierte Untersuchung des selektiven Abtrags von dünnen Aluminiumschichten auf Quarzglas unter Einsatz von ultrakurz gepulster Laserstrahlung. Hierbei soll der Schichtabtrag durch die rückseitige Bestrahlung der Aluminiumschicht erfolgen. Dafür wird der Laserstrahl durch das transparente Substrat auf die Grenzfläche Quarzglas-Aluminiumschicht fokussiert. Insbesondere wird der Einfluss der verwendeten Fluenz, Pulsanzahl, Pulsdauer sowie Schichtdicke näher untersucht.

Im ersten Teil der Arbeit werden theoretische Vorbetrachtungen in Bezug auf die Wechselwirkungseffekte zwischen Laserstrahlung und Metallen behandelt. Hierbei wird insbesondere, aufgrund der Bearbeitung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung, das Zwei-Temperatur-Modell behandelt. Ebenso werden in diesem Abschnitt die Verfahren zum Bestimmen von Abtragsschwellen und Inkubationskoeffizienten beschrieben. Im letzten Teil dieses Abschnitts werden die Grundlagen zur theoretischen Bestimmung der Schmelz- und Verdampfungsfluenzen für den vollständigen Schichtabtrag aufgeführt. Im Anschluss daran wird auf den Stand der Technik eingegangen, indem zur Bearbeitung von dünnen Schichten entwickelte Abtragsmodelle vorgestellt und bisherige Ergebnisse zum Abtrag von Aluminiumschichten und Aluminium-Vollmaterial präsentiert werden. Nachfolgend wird der experimentelle Aufbau erläutert. Die Beschreibung von Anlagenkomponenten, Probenmaterial sowie verwendeten Analysemethoden sind in diesem Teil zu finden. Die im experimentellen Teil der Arbeit ermittelten Ergebnisse werden im fünften Teil der Arbeit dargelegt und diskutiert. Es werden Abtragsmorphologien aufgezeigt, sowie Abtragsschwellen und Inkubationskoeffizienten als Funktion von Schichtdicke und Pulsdauer analysiert. Ebenso werden Vergleiche hinsichtlich der ermittelten Abtragsschwellen und Inkubationskoeffizienten für den vorderseitigen Abtrag angeführt und erötert. Die berechneten Schmelz- und Verdampfungsfluenzen werden mit den experimentell ermittelten Werten für den rück- und vorderseitigen Abtrag verglichen. Im letzten Teil der Arbeit wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse präsentiert.

2 Theoretische Vorbetrachtungen

2.1 Laserstrahlung-Materie-Wechselwirkung

Die Wechselwirkungen, welche bei der Bearbeitung von Metallen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung auftreten, unterscheiden sich von der Bearbeitung mit längeren Pulsdauern. Für Pulsdauern von $\tau_H \le 100$ ps [7, 8] unterscheiden sich die Temperatur des Elektron– und des Phononsystems für die Dauer des Laserpulses, d.h. die eingestrahlte optische Energie wird von den Elektronen aufgenommen, aber erst nach Ende der Bestrahlung auf das Gitter übertragen. [5] Es tritt ein mehrstufiger Prozess auf. Das Zwei-Temperatur-Modell bietet die physikalische Grundlage für die Beschreibung dieser Wechselwirkungsprozesse. In diesem Modell werden das Elektron- und das Phononsystem, sowie die Kopplung der beiden betrachtet [9]. Der Energieaustausch kann durch zwei gekoppelte Differenzialgleichungen beschrieben werden:

$$C_{el}(T_{el})\frac{\delta T_{el}}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta z} \left(\lambda_{el} \frac{\delta T_{el}}{\delta z}\right) - g\left(T_{el}, T_{ph}\right) + S(z, t)$$
(2.1)

$$C_{ph}(T_{ph})\frac{\delta T_{ph}}{\delta t} = g(T_{el}, T_{ph})$$
(2.2)

Hierbei beschreibt die Gleichung (2.1) das Elektron- und die Gleichung (2.2) das Phononsystem. Die linke Seite der Gleichungen stellt jeweils die zeitliche Änderung der Temperatur des Elektron- bzw. Phononsystems dar. Auf der rechten Seite der Gleichung (2.1) befinden sich von links nach rechts: ein Term für die thermische Diffusion innerhalb des Elektronsystems, ein Term für den Energietransport zwischen Elektronen und Phononen und der Anregungsquellterm des Laserpulses. [10] In der Gleichung (2.2) wurde die Energiediffusion des Gitters nicht berücksichtigt, da diese vernachlässigbar ist gegenüber der Wärmeleitfähigkeit des Elektronsystems [11]. Im folgendem werden die Wechselwirkungsprozesse näher erläutert.

2.1.1 Energieeinkopplung, -verteilung

Am Anfang der Wechselwirkung von Laserstrahlung und Material stehen Reflexion R, Transmission T, Streuung B und Absorption A. Welcher Prozess dominiert ist unter anderem abhängig von der Wellenlänge der Strahlung, der Polarisation, dem Einfallswinkel und dem bestrahlten Material [12]. Aufgrund der Energieerhaltung gilt: [13]

$$1 = R + T + A + B \tag{2.3}$$

Infolge von Absorption kommt es zur Abnahme der Intensität der Laserstrahlung mit der Eindringtiefe. Auf welchen Wert die Intensität nach dem Durchlaufen einer bestimmten Materialdicke z gesunken ist, wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben. [10]

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \tag{2.4}$$

Die Laserstrahlung wird von den Leitungselektronen des Metalls durch den Absorptionsprozess der inversen Bremsstrahlung aufgenommen. Unter inverser Bremsstrahlung versteht man die Aufnahme von Photonen durch freie Elektronen. [7] Hierbei erfolgt die Energieaufnahme in einer dünnen oberflächennahen Schicht, da die optische Eindringtiefe von Metallen für die üblichen Laserwellenlängen von $\sim 1 \,\mu$ m im Bereich von wenigen bis einigen zehn Nanometern liegt [8]. Daraufhin stellt sich ein Nicht-Gleichgewicht im Elektronsystem ein, da gleichzeitig hochangeregte Elektronen, sowie Elektronen, die sich im Grundzustand befinden, existieren. Durch Elektron-Elektron Stöße findet auf einer Zeitskala der Größenordnung von 100 fs die Thermalisierung des Elektronsystems statt und eine Fermiverteilung im Elektronsystem stellt sich ein. [10]

2.1.2 Energieübertragung

Anschließend überträgt das angeregte Elektronengas seine Energie über die Elektron-Phonon-Kopplung auf das Gitter des Metalls. Durch den hohen Masseunterschied zwischen Elektron und Ion wird pro Elektron-Ion-Stoß nur ein geringer Teil der kinetischen Energie des Elektrons an das Ion abgegeben. Die sogenannte Elektron-Phonon-Relaxationszeit ist ein Maß für die Stärke dieser Kopplung. Diese Größe ist materialabhängig und liegt bei Metallen mit schwacher Kopplung, wie Aluminium, im Bereich von 5 – 10 ps. Es bedarf des mehrfachen Ablaufes der Relaxationszeit, bis sich ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen dem Elektronsystem und dem Metallgitter einstellt. [8] Die Energieausbreitung im Material wird durch die thermische Wärmeleitung nach dem Fourierschen Gesetz beschrieben. Hierbei wird die Wärmeleitung durch den materialspezifischen Wert der Temperaturleitfähigkeit κ bestimmt. [10] Die in Kapitel 2.1.1 und 2.1.2 beschriebenen Vorgänge bestätigen, dass sich für ultrakurze Laserpulse mit $\tau_{H} < \tau_{ep}$ kein thermisches Gleichgewicht zwischen Elektron- und Phononsystem für die Dauer des Laserpulses einstellen kann. Zunächst nehmen ausschließlich die Elektronen die Energie auf und werden dementsprechend erhitzt. Die Phononen bleiben unbeeinflusst von der absorbierten Energie bei der Ausgangstemperatur. Erst nach mehrmaligen Ablauf der Relaxationszeit befinden sich beide Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht. Für die Beschreibung der Wärmeleitungsvorgänge hat sich das Zwei-Temperatur-Modell etabliert. Ist die Pulsdauer viel größer als die Elektron-Phonon-Relaxationszeit, was bei Kurzpulslasern mit Pulsdauern im ns-Bereich der Fall ist, so herrscht auch während des Laserpulses ein thermisches Gleichgewicht zwischen den beiden Systemen. Die Erwärmung des Gitters erfolgt gemäß der zeitlichen Energieverteilung des einstrahlenden Laserpulses. Während dieses Prozesses erfolgt die Beschreibung von Elektronen und Phononen durch eine einheitliche Temperatur. Für die Beschreibung der Wärmeleitung findet das klassische Ein-Temperatur-Modell Anwendung. In [8] wurde für die beiden Modelle die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur während und nach dem Auftreffen eines Laserpulses verglichen, siehe Abbildung 2-1. Ein deutlicher Anstieg ergibt sich für die Dauer des Laserpulses von τ_{H} = 1 ps für die Elektronentemperatur im Zwei-Temperatur-Modell. Die Gittertemperatur erreicht das Maximum um die Zeit τ_{ep} verzögert. Nach 100 ps besitzen beide System nahezu die gleiche Temperatur. Nach dieser Zeit verlaufen die berechneten Temperaturen aus dem Ein- und dem Zwei-Temperatur-Modell konvergent. Für einen Laserpuls mit τ_{H} = 1 ns befinden sich die beiden Systeme über den gesamten Zeitbereich im thermodynamischen Gleichgewicht. [8]



Abbildung 2-1: Vergleich des Ein- und Zwei-Temperatur-Modells [8]

2.1.3 Materialabtrag

Die oberflächennahe Absorption von ultrakurzen Laserpulsen bewirkt eine lokale, sehr schnelle Erhitzung des bestrahlten Werkstückes. Es stellen sich thermodynamisch extreme Bedingungen ein, die zu einer Vielzahl von physikalischen Prozessen und schließlich zum Materialabtrag führen. [8]

Durch die hohen Leistungsdichten und die kurze Einwirkdauer der Strahlung wird das Material, wie in Abbildung 2-2 dargestellt, innerhalb kürzester Zeit aufgeschmolzen, verdampft und teilweise ionisiert. Die nacheinander ablaufenden physikalischen Prozesse stehen miteinander in Wechselwirkung und können sich gegenseitig beeinflussen. [14] Im Folgenden werden die einzelnen Prozesse näher erläutert:



Abbildung 2-2: Schem. Darstellung der beim Laserabtragen ablaufenden Prozesse [8]

Unmittelbar an der Oberfläche besitzen die Teilchen eine ausreichend hohe Energie und es kommt direkt zur Verdampfung und Ionisation des Materials. Das abdampfende Material expandiert mit Geschwindigkeiten von bis zu mehreren 10 km/s in die Umgebungsatmosphäre, wodurch das Gas komprimiert wird und sich in Form einer Stoßwelle vor dem Abtragsmaterial in die Atmosphäre ausbreitet. In den tieferen vom Laserpuls beeinflussten Materialschichten steht gemäß Absorptionsgesetz nur noch ein Bruchteil der Energie zur Verfügung. Es kommt zum Eintreten in die schmelzflüssige Phase. [8] Der Rückstoss der verdampfenden Atome auf den zurückbleibenden Schmelzfilm beschleunigt die Schmelze zum Rand des Abtragskraters. Die Schmelzbewegung befördert so zusätzlich Material aus der Abtragszone. An den Rändern des Abtragskraters erstarrt die Schmelze. Für stark beschleunigte Schmelzfilme kann sich ein Teil der schmelzflüssigen Phase auch in Form von Tröpfchen lösen. Der Abtrag stellt sich in der Regel als Kombination aus Verdampfungs- und Schmelzabtrag dar. Hierbei sind die jeweiligen Anteile am Gesamtabtrag abhängig von den Eigenschaften der Laserstrahlung. [15]

2.1.4 Bestrahlungsregime

Im Folgenden werden die beiden Möglichkeiten der Bestrahlung von Metallschichten auf transparentem Substrat näher erläutert. Abbildung 2-3 zeigt die aus der Literatur bekannten Varianten der vorder (links)- und rückseitigen (rechts) Bestrahlung. Bei der vorderseitgen Bestrahlung wird der Laserstrahl auf die Oberfläche der absorbierenden Schicht fokussiert. In der Literatur wird dieses Bestrahlungsregime auch direkte Laserablation genannt. Eine weitere, die in dieser Arbeit angewandte Variante, ergibt sich in der rückseitigen Bestrahlung der Schicht. Hierbei wird der Laserstrahl, nachdem er das transparente Substrat passiert hat, auf die Grenzfläche zwischen Substrat und Schicht fokussiert. Dieses Bestrahlungsregime wird in der Literatur auch als induzierte Ablation bezeichnet. [6]



Abbildung 2-3: Schematische Darstellung des vorder- (links) und rückseitigen (rechts) Bestrahlungsregimes [6]

2.2 Ermittlung Abtragsschwelle

Wird das Material bestrahlt, so treten die in Kapitel 2.1 beschriebenen Wechselwirkungen auf. Je nach Fluenz des Laserpulses werden dabei unterschiedliche Reaktionen des Materials hervorgerufen. Liegt die eingekoppelte Energie pro Fläche gleich oder über der Schwellfluenz Hth, so entsteht ein Abtragsergebnis. Wie in Abbildung 2-4 zu erkennen ist, tritt oberhalb von Hth ein Schichtabtrag auf, was bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung zu einem kreisförmigen Krater führt (gelb markiert). Unterhalb dieser Fluenz wird das Material modifiziert, jedoch nicht abgetragen (blau markiert). Bei gaußförmigen Intensitätsprofilen kommt es, aufgrund der sich nach außen verringernden Fluenz, zu mehreren Wechselwirkungszonen, vgl. Abbildung 2-4. An der Stelle, wo die maximale Fluenz auf das 1/e²- fache abgefallen ist, wird der Strahlradius w₈₆ definiert. Bei Verwendung von Fluenzen nahe der Schwellfluenz sind Abtragsdurchmesser kleiner w₈₆ möglich. [4]



Abbildung 2-4: Einteilung der verschiedenen Wechselwirkungszonen am Beispiel von Aluminium

Zur Berechnung der Abtragsschwelle aus den resultierenden Bearbeitungsergebnissen ist die Kenntnis der Strahleigenschaften des Laserstrahls notwendig. Das in dieser Arbeit verwendete Strahlprofil ist ein radialsymmetrischer Gauß'scher Strahl, wodurch sich die räumliche Fluenzverteilung wiefolgt beschreiben lässt:

$$H(r) = H_0 \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w_{86}}\right)^2}$$
(2.5)

Hierbei gibt r den Abstand zur optischen Achse an. H₀ stellt die Spitzenfluenz dar. Aufgrund der radialsymmetrischen Eigenschaften des Strahlprofils kann die Spitzenfluenz mit Gleichung (2.6) berechnet werden, wobei Q die Pulsenergie darstellt.

$$H_0 = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot w_{86}^2}$$
(2.6)

Durch Verwenden des Abtragsdurchmesser $\frac{1}{2}$ D_{eff} = r und der Abtragsschwelle H_{th} = H(r) ergibt sich aus Gleichung (2.5) folgender Zusammenhang:

$$H_{th} = H_0 \cdot e^{-\left(\frac{D_{eff}}{2w_{86}}\right)^2}$$
 (2.7)

In [1] wird die Methode des LIU-PLOT zur Bestimmung der Abtragsschwelle eines gepulsten Laserstrahles mit Gauß-Profil beschrieben. Hierbei kann die Abtragsschwelle über die halblogarithmische Darstellung der maximalen Fluenz über die Quadrate der Abtragsdurchmesser ermittelt werden. Das wird deutlich, wenn Gleichung (2.7) nach D_{eff}² umgestellt wird.

$$D_{eff}^2 = -2w_{86}^2 \cdot \ln\frac{H_0}{H_{\rm th}}$$
(2.8)

Bei der halblogarithmischen Darstellung der Durchmesserquadrate des Abtrags D_{eff^2} über die maximale Fluenz ergibt sich im Schnittpunkt der resultierenden Kurve mit der Abszissenachse die Schwellfluenz. Durch Einsetzen von Gleichung (2.6) in Gleichung (2.8) ergibt sich die Schwellfluenz für die direkt messbaren Größen von D_{eff^2} und Q zu:

$$H_{th} = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot w_{86}^2} \cdot e^{-\left(\frac{D_{eff}}{2w_{86}}\right)^2}$$
(2.9)

Aus der halblogarithmischen Darstellung des Durchmesserquadrates des Abtrages D_{eff}² über die Pulsenergie kann der Strahlradius und die Schwellenergie ermittelt werden, wobei der Schnittpunkt der extrapolierten Regressionsgeraden mit der X-Achse gleich der Schwellenergie entspricht. Durch Umformen von Gleichung (2.9) erhält man:

$$D_{eff}^2 = 2 \cdot w_{86}^2 \cdot \ln Q - 2w_{86}^2 \cdot \ln Q_{th}$$
(2.10)

Diese Gleichung ähnelt einer Geradengleichung (y = mx + n), wobei der Anstieg der Geraden gleich nachfolgender Gleichung entspricht:

$$m = 2 \cdot w_{86}^2 \tag{2.11}$$

Damit kann aus dem Anstieg der Regressionsgeraden der Strahlradius w_{86,LIU} ermittelt werden:

$$w_{86, \ LIU} = \sqrt{\frac{m}{2}}$$
 (2.12)

2.3 Ermittlung Inkubationskoeffizient

Der Inkubationseffekt beschreibt die Reduktion der Abtragsschwelle, aufgrund einer höheren Anzahl von wirkenden Laserpulsen auf die gleiche Stelle [10, 16]. Der Effekt der Inkubation beruht im wesentlichen auf der Veränderung von Materialeigenschaften, im speziellen der Absorptionseigenschaften des Materials [16] während der Bestrahlung mit mehreren Laserpulsen durch z. Bsp. Erhöhen der Oberflächenrauheit, der Entstehung von Oberflächendefekten- und oxidationen, thermische Vorspannungen und Wärmeakkumulation. [17] Als eine mögliche Erklärung für den Inkubationseffekt gilt die Erhöhung der Oberflächenrauheit durch die Bildung von Ripple-Strukturen. Aufgrund der sich nach außen verringernden Fluenz des gaußförmigen Intensitätsprofils findet in dem Randbereich des Laserpulses kein Abtrag statt. Die Fluenz ist jedoch ausreichend, um Ripple-Strukturen entstehen zu lassen. Solche Strukturen, welche vom ersten auftreffenden Puls erzeugt werden, erleichtern die Absorption des nächst folgenden Pulses und verbessern somit Materialabtrag. [10] Desweiteren wurde in [18] die Absenkung der Abtragsschwelle unter der Multipuls-Bestrahlung auf die durch Wärmeakkumulation verursachte Erwärmung des Substrats zurückgeführt. Jene führt bei höheren Repetitionsraten zum Ausgleich der Partikelabschirmung und somit zur Reduktion der Abtragsschwelle. [18] Die physikalischen Mechanismen, die der Inkubation zugrunde liegen, sind noch nicht vollständig erschlossen und somit stets Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen.

Laut Jee et al. ergibt sich eine Abhängigkeit der Multipuls-Abtragsschwelle $H_{th}(N)$ von der Einzelpuls-Abtragsschwelle $H_{th}(1)$ und der Pulsanzahl N:

$$H_{th}(N) = H_{th}(1) \cdot N^{S-1},$$
(2.13)

wobei S als Inkubationskoeffizient definiert ist, welcher den Grad der Inkubation charakterisiert. Für S < 1 liegt eine Inkubation vor, für S > 1 eine Aushärtung des Materials und für S = 1 muss kein derartiger Effekt berücksichtigt werden. Es gilt außerdem, je kleiner der Inkubationskoeffizient, desto größer ist der Inkubationseffekt. [16]

2.4 Theoretische Bestimmung der Schwellfluenz

Um den Schmelz- oder Verdampfungsprozess des Material auszulösen, muss die volumetrische Schmelz- E_m/V und Verdampfungsenergiedichte E_v/V überschritten werden. Hierbei ist die Energiedichte definiert als Energie pro Volumen. [19]

$$\frac{E_m}{V} = \rho(c_l(T_s - T_r) + \Delta H_m)$$
(2.14)

$$\frac{E_v}{V} = \rho(c_l(T_v - T_r) + \Delta H_m + \Delta H_v)$$
(2.15)

Die Berechnung der entsprechenden Schmelz- F_m und Verdampfungsfluenzen F_v erfolgt gemäß: [19]

$$F_{m,v} = \frac{1}{(1-R)} \frac{E_{m,v}}{V} d_{abs}$$
(2.16)

Die Reflexionsgrade R, welche sich für die beiden Bestrahlungsregime darlegten, wurden mithilfe der Fresnel-Gleichung für Metallreflexionen Gleichung (2.17), unter Voraussetzung des senkrechten Lichteinfalls, ermittelt. Hierbei ist <u>n</u> die Brechzahl des Mediums, welches sich vor der Aluminiumschicht befindet. Bei der vorderseitgen Bestrahlung muss für <u>n</u> Luft (n = 1), bei der rückseitigen Bestrahlung Quarzglas (n = 1.45 für λ = 1028 nm) angegeben werden. Für die rückseitige Bestrahlung sind weitere 4 % Reflexion für die Grenzfläche Luft-Quarzglas einzurechnen. Ist die reflektierende Oberfläche metallisch, also absorbierend, so muss die Absorption durch die komplexe Brechzahl <u>n</u> berücksichtigt werden. Diese setzt sich zusammen aus Realteil n und Imaginärteil jk, welcher die Absorptionskonstante definiert. [20]

$$R = \frac{\underline{n} - \underline{n}'}{\underline{n} + \underline{n}'} = \frac{\underline{n} - (n - j\kappa)}{\underline{n} + n - j\kappa} \cdot \frac{\underline{n} - (n + j\kappa)}{\underline{n} + n + j\kappa}$$
(2.17)

3 Stand der Technik

3.1 Abtragsmodelle

Für den Laserabtrag von dünnen Schichten wurden bereits Abtragsmodelle veröffentlicht [19, 21]. Nachfolgend wird das Abtragsmodell von Domke et al. aus [19] näher erläutert. Domke et al. beschäftigte sich in vielen Forschungsarbeiten mit dem vorder- und rückseitigen Abtrag von dünnen Schichten von zum Beispiel Molybdän. Unter anderem wurden der Einfluss von Schichtdicke und effektiver Eindringtiefe auf den Laserabtrag untersucht. Anhand dieser beiden Größen wurde folgendes Abtragsmodell entwickelt, vgl. Abbildung 3-1. [19]



Abbildung 3-1: Übersicht über die physikalischen Abtragseffekte, deren Voraussetzungen bezüglich der Laser- und Materialparameter (zweite Reihe), das Ergebnis des Abtrags (dritte Reihe) und Prozessbeispiele (vierte Reihe) [19]

Hierbei kennzeichnet d_{abs} die absorbierende Schichtdicke und δ_{eff} die effektive Eindringtiefe des Laserpulses. Die effektive Eindringtiefe ist abhängig von der thermischen Eindringtiefe Lth und der optischen Eindringtiefe Lopt. In (a) und (b) erfolgt die Bestrahlung der Schicht im vorderseitigen Bestrahlungsregime, vgl. Kapitel 2.1.4. Beide Fälle führen zum direkten Abtrag der Materie, wobei in (b) vollständiger Schichtabtrag erreicht wird. Die Bearbeitung der absorbierenden Schicht durch Bestrahlung der Schicht im rückseitigen Bestrahlungsregime ist für die Fälle (c) bis (e) dargestellt. Hierbei gilt für alle Fälle, dass die Dicke der transparenten Schicht groß gegenüber der absorbierenden Schicht ist. Da der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit auf Untersuchungen zum rückseitigen Abtrag von Aluminiumschichten lag, werden folgend die Fälle (c) bis (e) detailliert beschrieben. Der im Fall (c) abgebildete Abtragseffekt beschreibt den Prozess des selektiven Schichtübertrags (engl. LIFT – laser induced forward transfer). Selektiver

Schichtübertrag findet unter der Voraussetzung, dass die effektive Eindringtiefe der Laserstrahlung gleich der absorbierenden Schichtdicke entspricht, statt. In [22] wird der Prozess des Schichtübertrags wiefolgt erklärt: Die Absorption der Laserstrahlung führt zur Erwärmung der Schicht an der Grenzfläche. Der eingeschlossene überhitzte Dampf bewirkt im nächsten Schritt den Auswurf des geschmolzenen Films. Weitergehend werden sowohl der geschmolzene, als auch der verdampfte Anteil des Films in Richtung des Empfängersubstrats ausgestoßen. Abschließend lagert sich das ausgestoßene Material auf dem Empfängersubstrat ab. [22] Der von [23] entwickelte Prozess des selektiven Schichtübertrags wird häufig zur Direktstrukturierung in der Mikroelekronik verwendet. Wenn die Eindringtiefe kleiner als die absorbierende Schichtdicke ist, im Fall (d) dargestellt, wird die Schicht nicht vollständig geschmolzen. Das Material löst sich nicht tröpchenförmig, sondern in Form einer kreisrunden Scheibe. Dieser Abtragseffekt wird als Lift-off bezeichnet. In Abbildung 3-2 ist das Modell für den Abtragsmechanismus des Lift-off-Prozesses, welches von [6] für Molybdän entwickelt wurde, dargestellt. Im Punkt (a) wird die Schicht durch das Substrat hindurch mit einer definierten Pulsenergie, in Abbildung 3-2 als E₀ bezeichnet, bestrahlt. Die Pulsenergie wird innerhalb der dünnen Grenzschicht des Molybdän absorbiert, woraufhin die sofortige Verdampfung der Molybdängrenzfläche eine Gasphase mit dem Volumen V1 und dem Druck p1 initiiert (b). Aufgrund von adiabatischer Ausdehnung kommt es zur Aufwölbung der Schicht in (c) mit dem Resultat der Erweiterung des Gasvolumens zu V₂. Hierbei ist das Maximum von V2 vorgegeben von der Zugspannungs-Obergrenze der Schicht. Der Druck p2 repräsentiert den Druck in der geformten "Blase". Wenn p2 die Zugspannungs-Obergrenze überschreitet, kommt es zum Abscheren der Schicht und somit zum Lift-off Prozess (d). Bei diesem Abtragsmechanismus treten keinerlei Schmelzeffekte auf dem Substrat und den verbliebenen Seitenwänden auf. Anwendung findet dieser Abtragseffekt zum Beispiel in der Herstellung von Dünnschicht-LED's und Dünnschichtsolarzellen. [6]. Fall (e) liegt vor, wenn die Eindringtiefe des Lasers wesentlich kleiner als die absorbierende Schichtdicke ist. Dann finden die Wechselwirkungen nur oberflächig statt und die enstehende Stoßwelle verändert die mechanischen Eigenschaften der Schicht, welche jedoch intakt bleibt. [19]



Abbildung 3-2: Modell des Abtragsmechanismus für den Lift-off Prozess [6]
Unter Verwendung des rückseitigen Bestrahlungsregimes wird wesentlich weniger Energie pro Volumen (Energiedichte) zum Schichtabtrag benötigt. Der Grund für diesen Unterschied ist, dass nicht die gesamte Schicht erhitzt oder verdampft werden muss, sondern ein kleiner Teil ausreicht, um die Schicht zu beschleunigen und somit den Mechanismus des Abscherens zu induzieren. Ebenso wird angenommen, dass die Glasschicht bei dem rückseitigen Abtrag als Antireflexionsschicht wirkt und somit die Absorption des Laserpulses erhöht. Folglich kommt es zu einer Erhöhung der Abtragseffizienz bei der Rückseitenbearbeitung. [24]

Welcher Abtragseffekt greift, ist unter anderem abhängig von den verwendeten Laserparametern. Für Pulsdauern im Nanosekundenbereich ergeben sich thermische Eindringtiefen von ~ 1 µm. Werden Schichtdicken im Nanometerbereich mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich bestrahlt kommt es zum vollständigen Schmelzen der Schicht. Hierbei wird Schichtübertrag möglich. Durch Pulsdauern im Piko- bis Femtosekundenbereich ergeben sich thermische Eindringtiefen im Nanometerbereich ergeben sich thermische Eindringtiefen im Nanometerbereich. Werden nun Schichten mit Dicken dabs > δ_{eff} bestrahlt, wird die Laserstrahlung nur oberflächlich absorbiert. Daraus resultierend kann sich ein Scheibchen der Schicht lösen, sprich der Prozess des Lift-off stattfinden. [6]

3.2 vorder- und rückseitiger Abtrag von Aluminiumschichten und Bulk-Aluminium

Der selektive Laserabtrag von Dünnschichten mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung war bereits Gegenstand einiger Forschungsarbeiten. Im Folgenden werden ausgewählte Ergebnisse aus der Literatur präsentiert, welche sich sowohl mit dem vorder- als auch rückseitigen Laserabtrag von Aluminiumschichten bzw. Aluminium-Vollmaterial mit ultrakurzen Laserpulsen beschäftigen. Ebenso werden die, aus vorherigen Untersuchungen, erzielten Ergebnisse zum vorderseitigen Abtrag von Aluminiumschichten vorgestellt.

In [25] und [26] wurde das Abtragsverhalten von gesputterten Aluminiumschichten auf Floatglas im vorderseitigen Bestrahlungsregime unter Verwendung von UKP-Laserstrahlung (Pharos, Light Conversion Ltd., $\lambda = 1028$ nm, M² = 1.2) untersucht. Es wurde der Einfluss von Pulsdauer (0,2 bis 10 ps), Schichtdicke (30 bis 300 nm), Pulsanzahl (1-10) und Fluenz bestimmt. Ebenso wurden numerische Simulationen zum Lösen der gekoppelten Differenzialgleichungen des 2-Temperatur-Modells angefertigt. Die Bestrahlung mit Laserpulsen einer Fluenz von > 2,2 J/cm² führt für Schichtdicken von 300 nm zu zwei verschiedenen Morphologien der entstehenden Strukturen. Diese Strukturen weisen einen äußeren, die gentle ablation D_G, und ein inneren Durchmesser, die strong ablation D_S, auf, vgl. Abbildung 3-3. Hierbei ist die strong ablation durch einen vollständigen Schichtabtrag gekennzeichnet. Für Schichtdicken \leq 100 nm kommt es zum Überlapp beider Regime, was sich in der Ausbildung nur eines Durchmessers äußert. [26]



Abbildung 3-3: Abtragsstrukturen für drei verschiedene Schichtdicken d unter Bestrahlung mit jeweils Q = 7 μ J, blau: Float-Glas, aufgenommen mittels optischer Mikroskopie, D_s – Durchmesser strong ablation, D_G – Durchmesser gentle ablation [26]

Aufgrund von Wärmeakkumulation ergeben sich für geringere Schichtdicken auch kleinere Abtragsschwellen, vgl. Abbildung 3-4. Dieses Ergebnis bestätigt sich auch in den Simulationen. Hierbei zeigten sich für gleiche Pulsenergien höhere Elektronen- und somit Phononentemperaturen für kleinere Schichtdicken, vgl. Abbildung 3-5. Aufgrund höherer Temperaturen bei gleicher Pulsenergie ergeben sich für geringere Schichtdicken kleinere Abtragsschwellen. [26]

Die Untersuchungen zur Bestrahlung mit Multipulsen führen zu einer Reduktion der Abtragsschwelle. Die Abhängigkeit der Abtragsschwelle von der Pulsanzahl wird auf den Inkubationseffekt zurückgeführt, siehe Kapitel 2.3. Es ergibt sich für eine Schichtdicke von 300 nm ein S_{gentle} von 0,606 und ein S_{strong} von 0,336. [26]



In [25] wurde experimentell festgestellt, dass die Zunahme der Pulsdauer zu einer Reduktion der Abtragsschwelle führt. In Abbildung 3-6 sind die erzeugten Abtragsstrukturen unter Applikation von Laserstrahlung mit Pulsdauern von 0,2 und 10 ps und einer Pulsenergie von 53 µJ abgebildet. Hierbei zeigt sich für die Abtragsstruktur, welche mit Laserstrahlung der Pulsdauer gleich 10 ps generiert wurde, ein wesentlich größerer Abtragsdurchmesser. In Abbildung 3-7 sind die berechneten

(gestrichelte Linie) [26]

Elektronen- und Phononentemperaturen als Funktion von Zeit, Material und Pulsdauer dargestellt. Hierbei kennzeichnet die blaue Linie die simulierte maximale Elektron T_{max,e}- und Phononentemperatur T_{max,p} von Aluminium. Da für τ H = 10 ps bereits während des Laserpulses Energie vom Elektron- auf das Phononsystem übertragen wird, ist die Elektronentemperatur aller Materialien für 0,2 stets höher als für 10 ps. Betrachtet man die simulierten T_{max,e} und T_{max,p} aller Materialien für τ H = 0,2 ps, so besitzt Aluminium, aufgrund der geringsten volumetrischen Wärmekapazität, die höchste maximale Elektronentemperatur. Vergleicht man die maximalen Phononentemperaturen der Gitter, welche sich für Laserpulse mit τ H = 0,2 und 10 ps einen höheren Wert. Dass höhere Temperaturen zu kleineren Abtragsschwellen führen, wurde bereits oben beschrieben. [25]



Abbildung 3-6: Abtragsstrukturen für eine Pulsdauer von 0,2 und 10 ps und einer Pulsenergie von 53 µJ [25]



Abbildung 3-7: Simulierte maximale Elektronen- und Phonentemperatur als Funktion von Zeit und Material [25]

In [27] wurden ebenso Versuche zum vorderseitigen Abtrag von 20 nm– Aluminiumschichten auf Quarglas mittels Laserstrahlung (λ = 400 nm, τ_H = 400 fs – 6 ns) durchgeführt. Unter Einzelpulsbestrahlung der Schichten an Luft zeigt sich bei Applikation entsprechender Fluenz folgende Abtragsmorphologie, vgl. Abbildung 3-8.



Abbildung 3-8: Schematische Darstellung der Abtragsmorphologien von [27]

Wobei d_{in} den Abtragsdurchmesser mit der Tiefe d und d_{out} den modifizierten Bereich mit der Höhe h repräsentiert. Eine Vergrößerung der Durchmesser d_{in}/d_{out} wird zum einen durch die Verwendung von höheren Pulsenergien bei konstanter Pulsdauer und zum anderen durch die Verwendung von höheren Pulsdauern bis 400 ps bei konstanter Pulsenergie erreicht. Während ein Laserpuls der Pulsdauer $\tau_H = 400$ fs und Pulsenergie Q = 10 nJ ein Abtragsdurchmesser d_{in} von ~ 0,6 µm erzeugt, wird für einen Laserpuls der Pulsdauer $\tau_H = 400$ ps bei gleicher Pulsenergie ein Abtragsdurchmesser d_{in} von ~ 1 µm generiert. Dieser Trend kehrt sich jedoch für höhere Pulsdauern um. Für einen Laserpuls mit $\tau_H = 6$ ns und Q = 30 nJ wurde ein Abtragsdurchmesser d_{in} von ~ 1,2 µm erzeugt, wobei sich für einen Laserpuls mit $\tau_H = 400$ ps bei gleicher Pulsenergie ein Abtragsdurchmesser d_{in} von ~ 1,7 µm zeigt. Die ermittelten Abtragsschwellen verschiedener Pulsdauern sind in nachfolgender Tabelle gelistet, vgl. Tabelle 3-1. [27]

Pulsdauer in ps	Schwellfluenz in mJ/cm ²	
0,25	84 ± 2	
0,3	100 ± 5	
2	117 ± 6	

Tabelle 3-1:Zusammenfassung der ermittelten Schwellfluenzen für eine 30 nm
Aluminiumschicht [27]

Da die Pulsdauer Tagesschwankungen von ~ 30 % unterliegt, können keine signifikanten Unterschiede zwischen den ermittelten Abtragsschwellen der verschiedenen Pulsdauern festgestellt werden. Als Ursache hierfür ist die Verwendung von Pulsdauern unterhalb der kritischen Pulsdauer τ_c angegeben. Hierbei kommt es zur Abweichung des Zusammenhanges $H_{th} \approx \sqrt{\tau_H}$, wie es für die eindimensionale thermische Diffusion erwartet wird. Für Pulsdauern unterhalb τ_c wird angenommen, dass die erwärmte Tiefe, wenn Elektronen und Gitter das Gleichgewicht erreichen, konstant ist und durch die Diffusion von Nichtgleichgewichtselektronen bestimmt wird. Die Berechnungen von kritischer Pulsdauer τ_c , kritischer erwärmter Tiefe L_c und entsprechender Schwellfluenz sind in [28] erläutert, wobei eindimensionaler Energietransport vorausgesetzt wird. [28] Die kritische Pulsdauer von Aluminium ist mit 34 ps und die kritisch erwärmte Tiefe mit 81 nm angegeben. [27]

In [29] wurde das Abtragsverhalten von Aluminium-Vollmaterial mit einer Dicke von 500 µm unter Einwirkung von UKP-Laserstrahlung (λ = 800 nm, τ_{H} = 0,1 bis 5 ps) untersucht. Die Abtragsraten, Abtragsschwellen und Eindringtiefen wurden als Funktion der Pulsdauer analysiert. Mit steigender Pulsdauer zeigt sich zum einen der Abfall der Abtragsrate, vgl. Abbildung 3-9. Zum anderen stellt sich eine Erhöhung der Schwellfluenz mit Zunahme der Pulsdauer dar, vgl. Abbildung 3-10. So ergeben sich Schwellfluenzen von 110 – 190 mJ/cm² für Pulsdauern von 100 – 250 fs und Schwellfluenzen von 600 mJ/cm² für Pulsdauern von 4,5 ps. Erklärt wird dieser Zusammenhang mit der Reduktion der effektiven Eindringtiefe für steigende Pulsdauern, aufgrund auftretender Plasmaabschirmungseffekte sowie der Zunahme von Wärmeleitungsverlusten. [29, 30]



Abbildung 3-9: Abtragsrate als Funktion der eingestrahlten Laserfluenz für verschiedene Pulsdauern von 100 – 4500 fs [29]



Abbildung 3-10: Vergleich der Schwellfluenzen und Eindringtiefen für high und low fluence regime für Pulsdauern von 100 – 4500 fs [29]

Es ergibt sich gegensätzlicher Einfluss der Pulsdauer auf die Abtragsschwellen von Aluminiumschichten und Aluminium-Vollmaterial. Zum einen wurde für Aluminiumschichten in [25] die Abnahme bzw. in [27] keine Veränderung der Abtragsschwelle mit Zunahme der Pulsdauer festgestellt. Zum anderen zeigt sich für Aluminium-Vollmaterial in [29, 31] die Zunahme der Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer. Das gegensätzliche Verhalten der Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer für Aluminiumschichten und Aluminium-Vollmaterial kann unter anderem auf die unterschiedlichen thermophysikalischen Eigenschaften von Schichten und Vollmaterial zurückgeführt werden. So erhöht sich beispielsweise die spezifische Wärmekapazität um einen Faktor von zwei bis drei, wenn anstatt von Vollmaterial eine Aluminiumschicht von 40 nm verwendet wird. [27]

Im Folgenden wird der Einfluss des Bestrahlungsregimes auf die Abtragsschwellen verschiedener metallischer Schichten näher betrachtet. [24] beschäftigt sich mit dem Laserabtrag von Molybdän- (z = 10 - 5000 nm) und Aluminiumschichten der Dicke von z = 430 nm unter Verwendung ultrakurzer Laserpulse ($\lambda = 1064$ nm und $\tau_H = 10$ ps). Die Schichten wurden sowohl vorder- als auch rückseitig bestrahlt. In der Wechselwirkung des Lasers mit dem Material zeigen sich unterschiedliche Schwellfluenzen. Jede Schwellfluenz hinterlässt an der Oberfläche einen anderen Wirkdurchmesser. Für die Vorder- und Rückseitenbearbeitung zeigen sich in Abhängigkeit von Fluenz und Schichtdicke jeweils folgende Wirkdurchmesser, vgl. Abbildung 3-11. In Abbildung 3-12 sind die jeweiligen Längsschnittbilder der Abtragsstrukturen, welche in Abbildung 3-11 gezeigt sind, abgebildet. Anzumerken ist, dass nicht immer alle Prozessradien auftreten, beispielsweise wenn notwendige Fluenzen nicht erreicht werden. Die genaue Beschreibung der einzelnen Prozesse ist [24] zu entnehmen. [24]



Tropfenbildung / Droplet ~1.2 J/cm²
 Durchdringung / Penetration ~0,1J/cm² - 2.0 J/cm²
 Verdampfung / Phase Explosion ~0,5 J/cm² - 1,0 J/cm²
 Ablation / Spallation ~0,1 J/cm² - 0,3 J/cm²
 Schmelze / Melting ~0,05 J/cm²



Glas Beschädigung / Glass Damage ~1,2 J/cm² Stanzen / Punching ~0,05 J/cm² - 3,0 J/cm² Aufwölbung / Bulging ~0,1 J/cm² - 0,7 J/cm² Schmelze / Melting ~0,03 J/cm²

Abbildung 3-11: Definition der Prozessradien mit Größenordnung der benötigten Fluenz, links bei dem vorderseitigen und rechts bei dem rückseitigen Abtrag [24]



Abbildung 3-12: Schnittbild des vorderseitigen (links) und rückseitigen Abtrags (rechts) mit Benennung der Prozessradien [24]

Es zeigt sich in beiden Bestrahlungsregimen sowohl für Molybdän als auch für Aluminium die Zunahme der Abtragsradien mit steigender Fluenz. [24] Ebenso wurde in [24] der Einfluss der Molybdän-Schichtdicke auf die Schwellen aus Abbildung 3-11 bestimmt. Da in der Literatur kein Vergleich des Einflusses der Schichtdicke auf den rück- und vorderseitigen Abtrag von Aluminiumschichten gegeben ist, werden nachfolgend die Ergebnisse für Molybdän kurz vorgestellt. Für Molybdän ergeben sich für geringere Schichtdicken kleinere Penetrations- und Punchingschwellen. Für Schichtdicken > 250 nm stellt sich keine Penetration dar. Für Schichtdicken kleiner 100 nm fallen Ablations- und Penetrations- bzw. Bulgingund Punchingschwelle aufeinander und steigen mit Zunahme der Schichtdicke. Erklärt wird dieses Verhalten mit dem homogenen Schmelzen der Schicht, aufgrund des Verhältnisses Lth > z. Während für Schichtdicken > 100 nm die Penetrationsschwelle weiter ansteigt, ergibt sich ein konstanter Wert für die Ablationsschwelle. Der Grund dafür ist, dass ab diesem Punkt die optische Eindringtiefe, entspricht für Molybdän gleich 66 nm, die Schichtdicke übersteigt und die Schichtdicke nun heterogen geschmolzen wird. Im Gegensatz dazu zeigen Bulging- und Punching-Schwellfluenz über die gesamte Schichtdickenbreite eine Zunahme. Bei der rückseitigen Bestrahlung von Schichtdicken > 1 µm mit einer Pulsdauer von 10 ps kommt es zur Beschädigung des Glassubstrates. [24]

Beim Vergleich der ermittelten Schwellfluenzen aus [24] stellt sich heraus, dass die rückseitige Bearbeitung effektiver ist als die vorderseitige Bearbeitung. Es ergeben sich folgende Abtragsschwellen für Aluminiumschichten der Dicke gleich 430 nm, vgl. Tabelle 3-2. Der festgestellte Zusammenhang zeigt sich auch für andere Schichtmaterialien, beispielsweise Molybdän [21]. Möglichen Ursachen im Zusammenhang mit dem Abtragsmechanismus des rückseitigen Abtrags wurden in Kapitel 3.1 beschrieben.

Tabelle 3-2:Vergleich der Schellfluenzen für den vorder- und rückseitigen Abtrag für
eine Alumiumschicht mit z = 430 nm unter Verwendung von Laserstrahlung mit λ = 1064 nm
und $\tau_{\rm H}$ = 10 ps [24]

Vorderseitiger Abtrag		Rückseitiger Abtrag	
Ablation	Penetration	Bulging	Punching
0,31 J/cm²	3,49 J/cm²	0,2 J/cm²	0,34 J/cm²

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, kommt es im rückseitigen Bestrahlungsregime für ausgewählte Laserbzw. Schichtparameter zur Bearbeitung des Glassubstrats [24]. So erwies sich in [22], dass die Verdampfung von Glaskomponenten als treibende Kraft im LIFT-Transferprozess fungiert. In [22] wird ein zweidimensionales numerisches Modell vorgestellt, welches die physikalischen Prozesse während des LIFT-Vorganges beschreibt. Mithilfe zweier Lasersysteme mit λ = 532 nm (Nd:YAG: τ_H = 30 – 330 ns und Nd:YVO₄: τ_H = 5 – 10 ns) wurden Nickelschichten verschiedener Dicken von einem Kalk-Natron-Glassubstrat abgetragen, um die Simulationen experimentell zu bestätigen. In den Simulationen wird der Sachverhalt, dass Glas mit Ts = 3073 K bereits vor Nickel mit T_s = 3186 K verdampft, berücksichtigt. Die berechneten Ergebnisse, welche den Sachverhalt der Glasverdampfung berücksichtigen, stimmen besser mit den Ergebnissen aus dem Experiment überein, vgl. Abbildung 3-13. Somit kann die Verdampfung der Glaskomponenten als treibende Kraft in Hinblick auf den LIFT-Transferprozess angegeben werden. Ebenso geht aus Abbildung 3-13 die Zunahme der Schwellenergie mit Zunahme der Schichtdicke, als auch die Zunahme der Schwellenergie mit Zunahme der Pulsdauer hervor. Zum einen diffundiert in größeren Schichtdicken mehr Wärme aus der Grenzschicht in die Nickelschicht. Zum anderen führen längere Pulsdauern dazu, dass die Nickelschicht länger erwärmt werden muss, aufgrund der vermehrten Diffusion der absorbierten Laserenergie in Glas und Nickel.



Abbildung 3-13: Gemessene und berechnete Schwellenergie für den "Nickel-Transfer" [22]

Auch in [21] wird die Bearbeitung des Glassubstrats unter Verwendung des rückseitigen Bestrahlungsregimes beschrieben. Hierbei führt die Bestrahlung von Molybdän (z = 470 nm) auf Glas mit UKP-Laserstrahlung (λ = 1053 nm, τ_{H} = 660 fs) für Fluenzen ≥ 1 J/cm² zum Auftreten von Glasschaden. [21]

Da in dieser Arbeit ebenso der Vergleich zwischen dem vorder- und rückseitigen Abtrag von Aluminiumschichten angedacht ist, werden nachfolgend die wichtigsten Ergebnisse aus dem Forschungs- und Entwicklungsmodul I zum vorderseitigen Schichtabtrag von Aluminium angeführt. Hierbei wurden unter Verwendung gleicher Parameter von Laser- und Schicht bzw. Schichtdicke Erkenntnisse über den Einfluss von Fluenz, Pulsdauer, sowie Anzahl der Pulse auf das Abtragsverhalten verschiedener Schichtdicken erlangt. Die Auswertung der Einzelpuls-Abtragsschwellen als auch der Inkubationskoeffizienten erfolgte als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke. Es ergibt sich zum einen die Abnahme der Einzelpuls-Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer und kleiner werdender Schichtdicke, vgl. Abbildung 3-14. Zum anderen führen geringere Schichtdicken zu höheren Inkubationskoeffizienten, vgl. Abbildung 3-15. Kein eindeutiger Trend konnte für die Abhängigkeit des Inkubationskoeffizienten von der Pulsdauer ermittelt werden. [32]



Abbildung 3-14: Einzelpuls-Abtragsschwelle als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke [32]



Abbildung 3-15: Inkubationskoeffizient als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke [32]

4 Versuchsanordnung

4.1 Laseranlage

Die Abtragsversuche wurden mit dem Ultrakurzpuls-Lasersystem Pharos von der Firma Light conversion durchgeführt. CPA-Technik ermöglicht hierbei die Erzeugung von hochenergetischen Laserpulsen. Bei diesem Verfahren wird ein energetisch niedrig ultrakurzer Puls, welcher im Laseroszillator via Modenkopplung erzeugt wird, in einem Stretcher spektral – und somit auch zeitlich – aufgespalten. Darauf erfolgt die Verstärkung über die Technik der Multipassverstärkung mit anschließender Kompression zurück in den fs-Bereich. [33]



Abbildung 4-1: Prinzip der Verstärkung ultrakurz gepulster Laserpulse mittels CPA [33]

Das direkt durch Diodenstrahlung gepumpte aktive Medium, Yb:KGW (Ytterbium dotiertes Kalzium Gadolinium Wolframat), emittiert Strahlung mit einer zentralen Wellenlänge von 1028 nm \pm 5 nm linear polarisiert (horizontal). Die Pulsdauer kann in einem Bereich zwischen 0,2 und 10 ps eingestellt werden. Der emittierte Laserstrahl durchläuft einen Strahlaufweiter und wird mittels dielektrischer Spiegel zum Scannersystem geführt. Die Ablenkung der Strahlung erfolgte mittels Galvanometerscanner. Zur Fokussierung des Laserstrahles kam ein F-Theta-Objektiv mit f = 167 mm Brennweite zum Einsatz.

Zur genauen Charakterisierung wurde der fokussierte Laserstrahl mit Hilfe des Laserstrahlanalysemesssystem MicroSpotMonitor der Firma Primes GmbH analysiert. Abbildung 4-2 (links) zeigt die Ergebnisse der Strahldiagnose mit der Strahlkaustik und dem Laserstrahlprofil im Fokus als Falschfarbenbild. Das Laserstrahlprofil ist nahezu ideal rotationssymmetrisch. Abbildung 4-2 (rechts) zeigt eine 3D-Darstellung der räumlichen Intensitätsverteilung im Fokus. Es ist ein gaußförmiger Verlauf erkennbar. Nach der 2. Moment-Methode ergeben sich ein Fokusradius $w_{\sigma 0}$ von 15,18 µm und eine Beugungsmaßzahl M² von 1,2. Hierbei ist der Messfehler von $w_{\sigma 0}$ mit ± 5 % angegeben.



Abbildung 4-2: links: Ergebnis der Strahldiagnose im gepulstem Betrieb, Fokussierung mittels Optik der Brennweite 167 mm; rechts: räumliche Intensitätsverteilung in Fokusnähe

Der Pharos besitzt eine mittlere Leistung von max. 14 W, was bei einer gesetzten Puls-Repetitionsrate f_R von max. 1 MHz, einer max. Pulsenergie von 14 μ J entspricht. Mittels externen Pulsteiler konnte diese max. Puls-Repetitionsrate, ohne Beeinflussung anderer Parameter, ganzzahlig verringert werden. Für die folgenden Untersuchungen wurde eine Puls-Repetitionsrate von 100 kHz gewählt. Die Probe befand sich auf einem Positioniersystem, welches die Positionierung der Probe in der Fokusebene erlaubte.

4.2 Probenmaterial

Die Untersuchungen fanden an 10, 20, 30 und 50 nm dicken Aluminiumschichten, welche auf Quarzglas der Dicke 500 µm im Sputterverfahren aufgebracht wurden, statt. In nachfolgender Tabelle sind die wichtigsten optischen Eigenschaften von Aluminium Vollmaterial für eine Wellenlänge von 1028 nm aufgelistet, vgl. Tabelle 4-1 [34].

Brechzahl <i>n</i>	1,4054
Absorptionskoeffizient α [cm ⁻¹]	1,2*10^(6)
Reflexionsgrad <i>R</i> [%]	95

Tabelle 4-1: Optische Eigenschaften von Bulk-Aluminium

Hierbei gelten die angegebenen Werte für perfekt reines und sauberes Aluminium mit glatter Oberfläche, frei von jeglichen Oxiden. In der realen Anwendung haben die exakte chemische Zusammensetzung, die Temperatur, die Schichtdicke, die Oberflächenrauheit, eventuelle Oxidschichten und Verschmutzungen oder Defekte einen entscheidenden Einfluss auf das Absorptionsverhalten. [8] Die optische Eindringtiefe definiert die Tiefe, in der die Intensität auf den 1/e'ten Bruchteil abgefallen ist. Sie kann mittels Absorptionskoeffizient nach Gleichung (4.1) berechnet werden. Der Absorptionskoeffizient ist ein auf die Wellenlänge bezogenes Maß, welches die Abschwächung des Laserpulses beschreibt, wenn dieser durch ein Medium dringt. Für eine Wellenlänge von 1028 nm beträgt die optische Eindringtiefe 8 nm. Ist die optische Eindringtiefe geringer als die Schichtdicke, kommt es zum Durchstrahlen der Schicht.

$$L_{\rm opt} = \frac{1}{\alpha} \tag{4.1}$$

Die optische Wechselwirkung führt im Material zur Erwärmung. Diese lässt sich durch die thermische Diffusionslänge Lth beschreiben. Die Diffusionslänge ist der Weg, den eine Isotherme im Werkstück zurücklegt und wird über:

$$L_{\rm th} = 2 \cdot \sqrt{k \cdot \tau_{\rm H}} \tag{4.2}$$

aus der Wechselwirkungszeit τ_H und der Temperaturleitfähigkeit k bestimmt. Für eine Laserpulsdauer von 0,2 - 10 ps liegt die thermische Diffusionslänge im Bereich von 9 bis 63 nm. Somit befinden sich optische und thermische Eindingtiefe von Aluminium in der gleichen bis zehnfachen Größenordnung. Der Vergleich von thermischer Diffussionlänge zum verwendeten Laserstrahldurchmesser an der Oberfläche wird genutzt, um die Art der Wärmeleitung im Festkörper abzuschätzen. Gilt 2w₈₆ << L_{th}, so handelt es sich um ein dreidimensionales Wärmeleitungsproblem. Ist hingegen 2w₈₆ >> L_{th}, was in der vorliegenden Arbeit zutrifft, so kann die Wärmeleitung als eindimensional betrachtet werden. [8]

Ebenso von Interesse sind die thermischen Eigenschaften. Diese Eigenschaften bestimmen, wieviel Energie dem Material zugefügt werden muss, um einen Phasenwechsel zu bewirken. Angegeben sind im Folgenden die thermischen Eigenschaften von Bulk-Aluminium, vgl. Tabelle 4-2. Zu beachten ist, dass alle angegebenen thermophysikalischen und optischen Parameter temperaturabhängig sind. Durch die Berücksichtigung eines dynamischen Reflexionsgrad und Absorptionskoeffizienten im 2-Temperaturmodell konnte in Simulationen gezeigt werden, dass die Temperaturen der Elektronen und des Gitters zwei bis dreimal so hoch werden als bei statischen Werten. [26, 5]

Schmelztemperatur <i>T</i> s [K]	933
Siedetemperatur Tv [K]	2743
Wärmeleitfähigkeit λ [W/m*K]	235
Spez. Wärmekapazität <i>c</i> ı [J/kg*K]	897
Temperaturleitfähigkeit k [m²/s]	98,8x10^(-6)
Spez. Schmelzenthalpie <i>∆H</i> _m [kJ/kg]	399
Spez. Verdampfungsenthalpie ΔH_v [kJ/kg]	10530

 Tabelle 4-2:
 Thermophysikalische Eigenschaften von Bulk-Aluminium [35, 36]

4.3 Analysemethoden

Die Auswertung der erzeugten Abtragsmorphologien erfolgte mittels optischer und mechanischer Mikroskopie. Die Abtragsdurchmesser als Funktion der untersuchten Parameter wurden mit dem Lichtmikroskop Labshot der Fa. Nikon. vermessen. Die genaue Gestalt der Abtragskrater wurde mit dem Atomkraftmikroskop NaniteAFM der Fa. Nanosurf AG und dem konfokalem Laserscanningmikroskop LEXT OLS4100 der Fa. Olympus bestimmt.

5 Experimentelle Untersuchungen

5.1 Abtragsmorphologien

Zuerst wurden Einzelpulsabträge mit hohem lateralen Abstand, welcher gleich dem Pulsabstand entspricht, zueinander realisiert, um ein Überschneiden der Einzelabträge zu vermeiden. Hierfür wurden im rückseitigen Bestrahlungsregime Laserpulse unter Variation von Pulsdauer und Pulsenergie auf Aluminiumschichten verschiedener Dicken fokussiert. Selbige Untersuchungen wurden auch für die Bestrahlung mit Multipulsen durchgeführt. Hierbei wurden mehrere Pulse je Defekt eingestrahlt.

In den nachfolgenden Abbildungen sind die lichtmikroskopischen Aufnahmen der erzeugten Abtragsmorphologien, welche Nutzung unter des rückseitigen Bestrahlungsregimes entstanden sind, dargestellt. Um den Einfluss von Schichtdicke, Pulsdauer und Fluenz auf die Gestalt des Abtrags aufzuzeigen, sind Abtragsmorphologien für die Schichtdicken von 20 nm (vgl. Abbildung 5-1) und 50 nm (vgl. Abbildung 5-2), jeweils für Pulsdauern von 0,2 bis 10 ps und verschiedenen Fluenzen dargestellt. Die Darstellungen der Einzelpulsabträge der anderen Schichtdicken sind dem Anhang zu entnehmen. Für die erwähnten Parameter sind sowohl die Morphologien für Einzel- sowie Zwei- und Zehnfachpulse gezeigt, um ebenso den Einfluss der Pulsanzahl auf die Gestalt des Abtrages zu bestimmen (vgl. Abb. 5-1/6/7 und 5-2/9/10).

5.1.1 Einzelpuls

In den nachfolgenden zwei Abbildungen sind die Abtragsmorphologien der Schichtdicken von 20 und 50 nm, welche unter der Bestrahlung mit Einzelpulsen verschiedener Fluenzen und Pulsdauern erzeugt wurden, abgebildet.



Abbildung 5-1: Abtragsmorphologien unter Einzelpulsbestrahlung für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 20 nm



Abbildung 5-2: Abtragsmorphologien unter Einzelpulsbestrahlung für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 50 nm

Aus Abbildung 5-1 bis Abbildung 5-2 geht hervor, dass höhere Fluenzen zu größeren Abtragsdurchmessern führten. Für z = 20 nm, τ_H = 0,2 ps wurde für eine Fluenz von 0,2 J/cm² ein Abtragsdurchmesser von ~ 10 µm erzielt. Eine Verdopplung des Abtragsdurchmessers wurde für gleiche Parameter von z und τ_H unter Verwendung von H = 0,9 J/cm² realisiert. Die Zunahme des Abtragsdurchmessers aufgrund des Anstieges der Fluenz ist bereits aus der Literatur

bekannt [27]. Ebenso wurde festgestellt, dass für größere Schichtdicken eine höhere Fluenz benötigt wird, ab der Schichtabtrag induziert wird. So wurde beispielsweise für z = 20 nm, τ_H = 0,2 ps für eine Fluenz von 0,2 J/cm² Schichtabtrag ausgelöst. Für z = 50 nm, τ_H = 0,2 ps trat unter Applikation von 0,2 J/cm² keine Veränderung der Schicht auf. Erst für Fluenzen > 0,4 J/cm² zeigte sich für z = 50 nm Schichtabtrag.

Für die Schichtdicke von 20 nm erfolgte für Fluenzen > 0,2 J/cm² eine geringe Zunahme des Durchmessers unter Zunahme der Pulsdauer von 0,2 - 2 ps, für jeweils gleiche Fluenzen. Für Pulsdauern von 2 – 10 ps zeigte sich bei gleicher Fluenz keine Beeinflussung der Abtragsdurchmesser. Hingegen ergab sich für 50 nm für alle abgebildeten Abtragsdurchmesser der Zusammenhang der Zunahme mit steigender Pulsdauer, jeweils bei gleicher Fluenz. Eine Vergrößerung der Abtragsfläche ist gleichbedeutend mit einer Verringerung der Abtragsschwelle [10]. Folglich müsste sich für die Schichtdicke von 20 nm die geringste Abtragsschwelle für 2 ps und für die Schichtdicke von 50 nm die geringste Abtragsschwelle für 10 ps zeigen. Quantifizierte Aussagen zum Einfluss von Pulsdauer und Schichtdicke auf die Abtragsschwelle folgen in Kapitel 5.2.

In den lichtmikroskopischen Aufnahmen für z = 20 nm, vgl. Abbildung 5-1, stellten sich für jeden Abtragskrater unterschiedliche Stufen im Schichtabtrag dar. Beispielsweise zeigten sich für z = 20 nm, Fluenzen von 0,2 J/cm² und Pulsdauern von 1 - 5 ps zwei Stufen des Schichtabtrags (siehe rote und blaue Markierung). Um genaue Aussagen über die Gestalt des Abtragskraters treffen zu können, wurden ausgewählte Abtragsdurchmesser (siehe gestrichelte Umrandung) mit Atomkraftund Laserscanningmikroskopie vermessen. Abbildung 5-3 zeigt den Abtragskrater, welcher unter Applikation von Einzelpulsen mit τ_{H} = 0,2 ps, H = 0,9 J/cm² auf einer 20 nm dicken Aluminiumschicht entstanden ist. Die Auswertung der Messung ergab das Höhenprofil entlang des Profilschnitts. Das Höhenprofil für $\tau_{\rm H}$ = 0,2 ps, H = 0,9 J/cm² ließ erkennen, dass vollständiger Schichtabtrag im Zentrum des Kraters (rot markiert) stattgefunden hat. Zum Rand hin ergab sich eine geringe Abnahme der Abtragstiefe, aufgrund der sich nach außen verringenden Fluenz des gaußförmigen Strahlprofils, vgl. Kapitel 2.2 Außerhalb der roten Markierung wurde eine Durchschnittshöhe von ~10 nm gemessen. Dieser Bereich wurde dem teilweisen Schichtabtrag (blau markiert) zugeordnet. Die Region des Abtrags war von erstarrter Schmelze umgeben. Wie bereits angemerkt wird der Abtragsprozess durch Aufschmelzen und Verdampfung des Materials initiiert. Im Bereich der erstarrten Schmelze kommt es zum Auswurf des geschmolzenen Materials in Folge des Rückstosses der verdampfenden Atome. An dem Rand des Abtragskraters erstarrt die Schmelze. [15] Unter Applikation von Einzelpulsen mit $\tau_{\rm H}$ = 2 ps, H = 0,2 J/cm² auf gleicher Schichtdicke stellte sich eine andere Gestalt des Abtragskraters dar, vgl. Abbildung 5-3. Hier konnten mehrere Wechselwirkungszonen definiert werden. Vom Zentrum des Abtragskraters zum Rand hin ergaben sich: vollständiger Schichtabtrag (rot markiert), schmelzbeeinflusste Zone, teilweiser Schichtabtrag (blau markiert) mit einer Abtragstiefe von ~ 10 nm und erstarrte Schmelze. Für die Applikation von Einzelpulsen mit $\tau_H = 10$ ps und H = 0,9 J/cm² zeigte sich ein Abtragskrater, welcher die gleiche Morphologie aufwies, wie jener für $\tau_H = 0,2$ ps, H = 0,9 J/cm². Es legten sich ebenso vollständiger Abtrag im Zentrum, sowie peripher teilweiser Abtrag als auch erstarrte Schmelze dar. Die farbliche Kennzeichnung der lichtmikroskopischen Aufnahmen in Abbildung 5-1 für H = 0,9 J/cm² ließ erkennen, dass die Durchmesser sowohl für den vollständigen als auch den teilweisen Abtrag mit steigender Pulsdauer anstiegen.



Abbildung 5-3: Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 20 nm, Einzelpulsbestrahlung, aufgenommen mit Atomkraft- und Laserscanningmikroskopie

Es wurden gleichermaßen ausgewählte Abtragsmorphologien der Schichtdicke von 50 nm mittels AFM und LSM-Mikroskopie vermessen, siehe gestrichelte Umrandung in Abbildung 5-2. Abbildung 5-4 zeigt den Abtragskrater, welcher unter Applikation von Einzelpulsen mit τ_{H} = 2 ps, H = 0,9 J/cm² auf einer 50 nm dicken Aluminiumschicht entstanden ist. Auch hier kam es zum vollständigen Schichtabtrag (rot markiert). Dieser war abgegrenzt von einer schmelzbeeinflussten Zone von einem Bereich mit unvollständigen Schichtabtrag mit einer Abtragstiefe von ~ 25 nm (blau markiert). Peripher war der Bereich der erstarrten Schmelze vorzufinden. Für τ_{H} = 10 ps, H = 3,5 J/cm² zeigte sich neben schmalen Bereichen an vollständigem und teilweisem Schichtabtrag ein v-förmiger Abtragskrater mit einer Tiefe von maximal 140 nm. Da die Abtragstiefe die Schichtdicke deutlich überstieg, hat eine Schädigungen des Glassubstrats stattgefunden. Ein stufenförmiger Schichtabtrag ergab sich für τ_{H} = 0,2 ps, H = 3,5 J/cm². Im Zentrum des Kraters stellten sich neben dem vollständigen Schichtabtrag auch die Schädigung des Substrates dar. Weitergehend kam es nach einer Zone der Schmelzbildung zum teilweisen Abtrag. Begrenzt wurde der Krater durch den Bereich der erstarrten Schmelze. Hierbei zeigte sich ein wesentlicher Unterschied in der Erscheinung der Schädigung im Vergleich zu τ_{H} = 10 ps, H = 3,5 J/cm². Mit Laserscanningmikroskopie wurde für τ_{H} = 0,2 ps, H = 3,5 J/cm² eine nahezu punktförmige Vertiefung mit einem Durchmesser von ~ 2 µm und einer Tiefe von ~ 110 µm detektiert. Das Auftreten und die Gestalt von Substratschädigungen in Abhängigkeit der verwendeten Laserparameter werden im Kapitel 5.2.1 näher erläutert. Auch hier ergab sich für alle Bereiche eine Vergrößerung des Durchmessers mit steigender Pulsdauer. Desweiteren fiel für beide, hier beschriebenen Schichtdicken auf, dass die Bereiche unvollständiger und vollständiger Schichtabtrag sich mit steigender Pulsdauer annäherten, vgl. Abbildung 5-1 und Abbildung 5-2.



Abbildung 5-4: Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 50 nm, Einzelpulsbestrahlung, aufgenommen mit Atomkraft- und Laserscanningmikroskopie

Da in Abbildung 5-3 und in Abbildung 5-4 Abtragskrater gleicher Parameter analysiert wurden, konnte der Einfluss der Schichtdicke auf die Abtragsmorphologie bestimmt werden. Wie bereits erwähnt, wurden für größere Schichtdicken höhere Fluenzen benötigt, um gleiche Abtragsergebnisse wie für Schichtdicken von 20 nm zu generieren.

Es zeigten sich nahezu für alle Parameter gleiche Abtragsgeometrien für z = 20 und 50 nm. Für τ_H = 0,2 ps, H = 3,5 J/cm² ergab sich sowohl für die Schichtdicke von 20 als auch 50 nm teilweiser und vollständiger Abtrag im Zentrum des Kraters. Auch

konnten mittels LSM Aufschmelzungen, sowie eine punktförmige Vertiefung festgestellt werden. Radial um den Abtragsbereich befand sich jeweils die erstarrte Schmelze. Für τ_H = 2 ps, H = 0,9 J/cm² stellten sich ebenso für z = 20 und 50 nm die Bereiche des vollständigen und teilweisen Schichtabtrages sowie der erstarrten Schmelze dar. Vollständiger Schichtabtrag, sowie ein v-förmiger Abtragskrater ergab sich für τ_H = 10 ps und H = 3,5 J/cm² ebenso für eine Schichtdicke von 20 als auch für 50 nm.

In der nachfolgenden Abbildung sind die erzeugten Abtragskrater inklusiver zugehöriger Höhendaten für geringe Fluenzen von 0,27 J/cm² bis 0,55 J/cm² für eine Schichtdicke von 50 nm, τ_{H} = 2 ps dargestellt, vgl. Abbildung 5-5. In diesem Bereich führten bereits kleinste Änderungen in der Fuenz der applizierten Laserstrahlung zur Ausbildung verschiedenster Abtragsmorphologien. Für eine Fluenz von H = 0,27 J/cm² ergab sich eine erste Modifizierungen der Schicht. Im Profilscan zeigte sich im Zentrum ein erheblicher Höhenanstieg. Hierbei handelte es sich um Aufschmelzungen der Schicht. Die applizierte Fluenz war nicht ausreichend um Schichtabtrag zu initiieren. Bei weiterer Erhöhung der Fluenz auf H = 0,34 J/cm² konnten sowohl teilweiser Abtrag mit einer Abtragstiefe von 20 nm als auch radial um den Abtragsbereich erstarrte Schmelze ermittelt werden. Für H = 0,48 J/cm² trat zusätzlich zum teilweisen Abtrag vollständiger Schichtabtrag im Zentrum auf. Bei einer Fluenz von H = 0,55 J/cm² trat die bereits aus Abbildung 5-2 bekannte Abtragsmorphologie (für H = 0,9 J/cm², τ_{H} = 2 ps) auf. Wie auch in Abbildung 5-4 zeigten sich im Höhenprofil: vollständiger Schichtabtrag, schmelzbeeinflusste Zone, teilweiser Schichtabtrag und erstarrte Schmelze. Bis auf die erste Modifizierungsstufe der reinen Aufschmelzung wurden alle weiteren Stufen auf den Schichtdicken von 20 bis 50 nm festgestellt.



Abbildung 5-5: Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 50 nm, $\tau_{\rm H}$ = 2 ps und verschiedenen Fluenzen, Einzelpulsbestrahlung, aufgenommen mit Laserscanningmikroskopie

5.1.2 Multipuls

Repräsentativ für die Abtragsmorphologien entstanden durch die Multipulsbestrahlung sollen nachfolgende Abbildungen erzeugter Abtragskrater auf z = 20und 50 nm unter Verwendung von zwei und zehn Pulsen stehen, vgl. Abbildung 5-6/Abbildung 5-7 und Abbildung 5-9/Abbildung 5-10.

Um einen Vergleich zur Bestrahlung mit Einzelpulsen anbringen zu können, wurden Abtragskrater betrachtet, welche auf gleichen Schichtdicken und unter Verwendung von gleichen Fluenzen und Pulsdauern wie in Kapitel 5.1.1 entstanden sind. Im ersten Abschnitt wird der Einfluss der Pulsanzahl auf die Abtragsmorphologie für die Schichtdicke von 20 nm beschrieben.



Abbildung 5-6: Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zwei Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 20 nm



Abbildung 5-7 Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zehn Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 20 nm

Die Applikation von N = 1, 2 und 10 Pulsen führte bei gleicher Fluenz zur schrittweisen Vergrößerung der Abtragsdurchmesser, vgl. Abbildung 5-1/Abbildung 5-6/Abbildung 5-7. Dieser Zusammenhang war auf das Inkubationsverhalten des Materials zurückzuführen, vgl. Kapitel 2.3. Hierbei kommt es, durch das Auftreffen mehrerer Pulse auf die gleiche Stelle, zur Vergrößerung des Abtragsdurchmessers und somit zur Senkung der Abtragsschwelle [10].

In den lichtmikroskopischen Aufnahmen zeigten sich bei gleicher Fluenz für N = 2 und 10 die größten Abtragsdurchmesser für Laserstrahlung mit einer Pulsdauer von 5 ps, vgl. Abbildung 5-6 und Abbildung 5-7. Dahingegen stellten sich die kleinsten Abtragsdurchmesser für Laserstrahlung der Pulsdauern von 0,2 und 10 ps dar. Die Beobachtungen zum Einfluss der Pulsdauer und die aus [10] bekannten Zusammenhänge, dass größere Abtragsdurchmesser mit kleineren Abtragsschwellen gleichzusetzen sind, führten zu der Annahme, dass sich für N = 2 und 10 für die Pulsdauer von 5 ps die kleinste Abtragsschwelle zeigte. Die Überprüfung der Aussage erfolgt im nächsten Kapitel.

Für eine Schichtdicke von 20 nm ergab sich, vor allem für geringe Fluenzen, eine Veränderung der Abtragsmorphologie unter Applikation von Einzel- und Zweifachpulsen. Um die genaue Entwicklung der Morphologie zu bestimmen, wurden von gleichen Parameterkombinationen, wie sie für die Charakterisierung erzeugter Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit Einzelpulsen genutzt wurden, Profilscans mittels Laserscanningmikroskopie aufgenommen (siehe gestrichelte Umrandung), vgl. Abbildung 5-8. Die Bestrahlung mit zwei Pulsen führte für $\tau_H = 0.2 \text{ ps}, H = 0.9 \text{ J/cm}^2$ neben dem vollständigen Schichtabtrag (rot markiert) auch zur Schädigung des Substrates (grün markiert), vgl. Abbildung 5-6. Für $\tau_H = 2 \text{ ps}, H = 0.2 \text{ J/cm}^2$ ergab die Bestrahlung mit zwei Pulsen vollständigen Schichtabtrag (rot markiert). Der von einem Puls ausgelöste teilweise Abtrag wurde von dem zweiten Puls vollständig abgetragen. Die Bestrahlung mit zehn Pulsen führte für die ausgewählten Parameterkombinationen zu keinen weiteren Veränderungen der Abtragsmorphologien.



Abbildung 5-8: Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 20 nm, Bestrahlung mit zwei Pulsen, aufgenommen mit Laserscanningmikroskopie

Im nächsten Abschnitt werden die Veränderungen der Abtragsmorphologien unter Einfluss verschiedener Pulsanzahlen für die Schichtdicke von 50 nm betrachtet. Auch hier führten Inkubationseffekte zur Zunahme des Abtragsdurchmessers und somit zur Abnahme der Abtragsschwelle mit steigender Pulsanzahl, vgl. Abbildung 5-9 und Abbildung 5-10. So ergab bereits die Bestrahlung mit zwei Pulsen für Fluenzen von H < 0,4 J/cm² Schichtabtrag, vgl. Abbildung 5-9. Analog zur Schichtdicke von 20 nm wurden auch hier Abtragskrater gleicher Parameterkombinationen, wie sie in Kapitel 5.1.1 zur Charakterisierung herangezogen wurden, mittels Laserscanningmikroskopie vermessen, um die Entwicklung der Morphologie unter Einfluss der Pulsanzahl zu bestimmen.



Abbildung 5-9: Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zwei Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 50 nm



Abbildung 5-10: Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit zehn Pulsen für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und einer Schichtdicke von 50 nm

Für die Schichtdicke von 50 nm zeigten sich für die ausgewählten Parameterkombinationen von τ_H = 0,2 ps, H = 3,5 J/cm² und von τ_H = 2 ps, H = 0,9 J/cm² sowohl Unterschiede in der Morphologie der Abtragskrater zwischen der Applikation von Einzel- und Zweifachpulsen als auch zwischen Zweifach- und Zehnfachpulsen, vgl. Abbildung 5-9 bis Abbildung 5-11. Die Bestrahlung mit zwei Pulsen führte für den Parameter von τ_{H} = 0,2 ps, H = 3,5 J/cm² neben der bereits mit Einzelpulsen erzeugten Glasschädigung zu einer geringen Aufwölbung in der Mitte der Schädigung. Ebenso stellte sich die Schädigung des Substrats nicht mehr als punktförmige, sondern als großflächige Vertiefung mit einer Tiefe von maximal 100 µm dar (grün markiert). Ein schmaler Bereich vor der erstarrten Schmelze kennzeichnete den vollständigen Schichtabtrag (rot markiert). Wurden für den gleichen Parameter nun zehn Pulse appliziert veränderte sich die Morphologie dahingehend, dass die Aufwölbung sich zerklüftete. Somit entstanden im Zentrum punktförmige Vertiefungen im Substrat mit einer Tiefe von maximal 250 µm. Außerhalb dieser punktförmigen Vertiefung blieb die Tiefe bei 100 µm. Ein Bereich mit vollständigem Schichtabtrag war nicht nachweißbar. Für den Parameter von τ_{H} = 2 ps, H = 0.9 J/cm² ergab die Bestrahlung mit zwei Pulsen ebenso großflächigen Schädigung des Substrats mit einer max. Tiefe von 90 µm. Außerhalb der Substratschädigung hatte vollständiger sowie teilweiser Schichtabtrag stattgefunden. Die Bestrahlung mit zehn Pulsen führte weitergehend dazu, dass kein teilweiser Schichtabtrag generiert wurde.



Abbildung 5-11: Abtragsmorphologie (mittig) und entsprechendes Höhenprofil (rechts) für z = 50 nm, aufgenommen mit Laserscanningmikroskopie

5.2 Abtragsschwellen und Inkubationskoeffizienten

5.2.1 Vorgehensweise zur Bestimmung

In diesem Abschnitt werden die Abtragsschwellen für die Bestrahlung mit Einzelund Mutipulsen bestimmt. Hierfür wurden die Abtragsdurchmesser mittels optischer Mikroskopie vermessen. Um exakte Messungen zu erhalten, wurden für jede Parameterkombination fünf Abtragsdurchmesser ermittelt. Somit konnten Mittelwert und Standardabweichung berechnet werden. Die Abtragsschwellen wurden über den Verlauf der Durchmesserquadrate des Abtrags in Abhängigkeit von der applizierten Pulsenergie, wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, bestimmt.

In dem Kapitel 2.2 wurde bereits angemerkt, dass in der Wechselwirkung des Materials mit der Laserstrahlung mehrere unterschiedliche Schwellfluenzen auftreten, welche jeweils verschiedene Wirkdurchmesser an der Oberfläche hinterlassen. Die sich hier darstellenden verschiedenen Abtragsradien wurden in Kapitel 5.1 bereits ausführlich beschrieben. Unter Betrachtung der Abtragsbereiche im Auflicht konnten nun diskrete Übergänge zwischen Abtrag, beinhaltet teilweisen und vollständigen Schichtabtrag, und Modifizierung identifiziert werden. Im Folgenden werden noch einmal die aufgenommenen Bilder der Aluminiumschicht für eine Schichtdicke von 20 nm, $\tau_H = 0,2 - 10$ ps und H = 0,2 - 0,4 J/cm² dargestellt. Dabei wird beispielhaft der Prozessradius, welcher zur Bestimmung der Schwelle gemessen wurde, farblich gekennzeichnet, vgl. Abbildung 5-12.



Abbildung 5-12: Farbliche Kennzeichnung der zur Auswertung verwendeten Abtragsdurchmesser

In Abbildung 5-13 ist ein Beispiel (z = 30 nm, $\tau_H = 2$ ps) für die halblogarithmische Darstellung der quadratisch gemessenen Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergien für verschiedene Pulsanzahlen dargestellt. Die Diagramme der anderen Parameterkombinationen von Schichtdicke und Pulsdauer befinden sich im Anhang.



Abbildung 5-13: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie für verschiedene Pulsanzahlen (für z = 30 nm, τ_H = 2 ps)

Eine nahezu lineare Abhängigkeit für den Schichtabtrag ergab sich in der halblogarithmischen Darstellung für alle Pulsanzahlen. Die Darstellung erlaubte die Quantifizierung der Aussage zu Abbildung 5-1 und Abbildung 5-2, dass höhere Pulsenergien und somit Fluenzen zu größeren Abtragsdurchmessern führten. Von dieser Abhängigkeit wurde bereits in [24] berichtet.

Unter der Annahme, dass das Strahlprofil eine gaußförmige Intensitätsverteilung aufwies, konnten die Schwellenergien Q_{th} aus dem Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der X-Achse bestimmt werden. Außerdem ergab die Steigung der Geraden den applizierten Fokusradius w_{86,LIU}, vgl. Kapitel 2.2. Die ermittelten Werte für Q_{th} und w_{86,LIU}, welche sich für den jeweiligen Regressionsfit in Abbildung 5-13 ergaben und zur Berechnung von H_{th} verwendet wurden, sind in Tabelle 5-1 zusammengefasst. Die berechneten Werte der Abtragsschwellen unter Verwendung des mittels Laserstrahlanalysemessgerätes ermittelten w_{σ0} von 15,18 µm sind in Tabelle 5-2 gelistet.

	w _{86,LIU} in µm	Q_{th} in μJ	H _{th} in J/cm ²
N = 1	12,93 ± 0,07	0,80 ± 0,01	0,30 ± 0,01
N = 2	12,85 ± 0,06	0,52 ± 0,01	0,20 ± 0,01
N = 10	13,20 ± 0,06	0,40 ± 0,01	0,15 ± 0,00
N = 100	13,98 ± 0,07	0,26 ± 0,01	$0,08 \pm 0,00$
N = 1000	14,45 ± 0,07	0,22 ± 0,01	0,07 ± 0,00

Tabelle 5-1:Ermittelter Fokusradius w_{86,LIU} und Schwellenergie Q_{th} für den rückseitigen
Abtrag von Aluminiumschichten einer Schichtdicke von 30 nm unter Bestrahlung mit
 $\tau_{\rm H}$ = 2 ps, Berechnung von H_{th} aus w_{86,LIU}

Tabelle 5-2:	Gemessener Fokusradius $w_{\sigma 0}$ und ermittelte Schwellenergie Q_{th} für den
rückseitigen	Abtrag von Aluminiumschichten einer Schichtdicke von 30 nm unter
	Bestrahlung mit τ_H = 2 ps, Berechnung von H _{th} aus w ₀ 0

	w _{σ0} in μm	Q_{th} in μJ	H _{th} in J/cm ²
N = 1	15,18 ± 0,38	0,80 ± 0,01	0,22 ± 0,02
N = 2		0,52 ± 0,01	0,14 ± 0,01
N = 10		0,40 ± 0,01	0,11 ± 0,01
N = 100		0,26 ± 0,01	0,07 ± 0,01
N = 1000		0,22 ± 0,01	0,06 ± 0,00

Mit steigender Pulsanzahl verschoben sich die Kurven hinzu kleineren Schwellenergien, vgl. Abbildung 5-13. Damit einhergehend zeigte sich auch in den Tabellen die Abnahme der Schwellenergie und Schwellfluenz mit steigender Pulsanzahl. So wurde beispielsweise durch die Verwendung von Zehn statt einem Puls die Schwellfluenz auf die Hälfte reduziert. Dieses Verhalten resultiert auf dem Inkubationseffekt, welcher dazu führt, dass bei gleicher Fluenz der Abtragsradius mit steigender Pulsanzahl zunimmt, was wiederrum gleichbedeutend mit der Abnahme der Abtragsschwelle ist [10]. Beim Vergleich der Werte für die Schwellfluenzen aus Tabelle 5-1 und Tabelle 5-2 ergab sich vor allem für höhere Pulsanzahlen annähernd Übereinstimmung. Aufgrund der Zunahme des ermittelten Fokusradius w_{86,LIU} mit Zunahme der Pulsanzahl [37], näherte sich für N = 1000 der berechnete Fokusradius w_{86,LIU} dem gemessenen Fokusradius w₇₀ an. Somit wurden die kleinsten Abweichungen in den Schwellfluenzen für die Pulsanzahl von 1000 erreicht. Für die folgenden Auswertungen wurden die Schwellfluenzen Hth auf der Basis des gemessenen Fokusradius w₇₀ von 15,18 µm bestimmt. Für Pulsdauern von $\tau_H = 0,2 - 1$ ps und Schichtdicken von 30 - 50 nm zeigten sich Abweichungen in den Datenreihen (N = 1 - 1000). Um die bestmögliche Gerade zu finden, die durch die jeweilige Datenreihe gelegt werden kann, wurden die Datenreihen an den Wendepunkten getrennt. Somit ergaben sich für eine Datenreihe mehrere Geraden. Die nachfolgende Abbildung für $\tau_H = 0,2$ ps und z = 30 nm zeigt beispielhaft das beschriebene Vorgehen, vgl. Abbildung 5-14. Hierbei wurden für N = 1 – 100 drei und für N = 1000 zwei Geradenfunktionen ermittelt. Für nachfolgende Beschreibungen wird festgelegt, dass die einzelnen Geraden einer Datenreihe jeweils von links nach rechts, in Richtung höhere Pulsenergien, beginnend mit eins nummeriert werden.



Abbildung 5-14: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie für verschiedene Pulsanzahlen (für z = 30 nm, τ_H = 0,2 ps)

Je nach verwendeter Geradenfunktion ergaben sich somit verschiedene Werte für Fokusradius w_{86,LIU}, Schwellenergie und Schwellfluenz einer Datenreihe. In nachfolgender Tabelle sind diese Werte für obig abgebildetes Beispiel gegenübergestellt. Hierbei wurde für die Berechnung von H_{th} der gemessene Wert des Fokusradius w₀₀ von 15,18 µm verwendet. L

Ν		₩86,LIU [µm]	Qth [µJ]	H _{th} [J/cm ²]
N = 1	1	13,13 ± 0,38	0,85 ± 0,02	0,24 ± 0,02
	2	8,95 ± 0,29	$0,39 \pm 0,05$	0,11 ± 0,02
	3	14,23 ± 0,25	1,58 ± 0,14	0,44 ± 0,06
N = 2	1	14,06 ± 0,14	0,71 ± 0,01	0,20 ± 0,02
	2	8,48 ± 0,42	0,24 ± 0,05	0,07 ± 0,02
	3	14,12 ± 0,17	1,47 ± 0,09	0,41 ± 0,05
N = 10	1	14,76 ± 0,42	0,62 ± 0,02	0,17 ± 0,02
	2	8,63 ± 0,29	0,15 ± 0,03	0,04 ± 0,01
	3	13,71 ± 0,16	1,15 ± 0,06	0,32 ± 0,03
N = 100	1	14,19 ± 0,38	$0,45 \pm 0,03$	0,13 ± 0,01
	2	9,19 ± 0,42	0,07± 0,02	0,02 ± 0,01
	3	12,92 ± 0,35	0,59 ± 0,08	0,16 ± 0,03
N = 1000	1	16,48 ± 0,29	$0,40 \pm 0,02$	0,11 ± 0,01
	2	11,59 ± 0,16	0,15 ± 0,01	0,04 ± 0,01

Tabelle 5-3:Ermittelter Fokusradius w86,LIU, Schwellenergie Qth und Schwellfluenz Hth für
den rückseitigen Abtrag von Aluminiumschichten einer Schichtdicke von 30 nm unter
Bestrahlung mit $\tau_{\rm H}$ = 0,2 ps

T

Da die ermittelte Schwellenergie Q_{th} nicht oberhalb der minimalen Pulsenergie Q_{min}, welche einen Abtrag generiert, liegen kann, lieferten die Werte der dritten Geradenfunktion falsche Ergebnisse. Während beispielsweise für N = 2 ein Q_{th} von 1,47 μ J aus der dritten Geradenfunktion bestimmt wurde, zeigte sich bereits ab einer minimalen Pulsenergie von 0,83 μ J ein Abtragsdurchmesser. Die beste Übereinstimmung zwischen ermittelter Schwellenergie und Q_{min} ergab sich jeweils für die erste Geradenfunktion. Für N = 2 wurde aus der ersten Geradenfunktion ein Q_{th} von 0,71 μ J bestimmt, die minimale Pulsenergie betrug ebenso 0,71 μ J. Somit wurden weitergehende Analysen auf Basis der Werte, ermittelt mit der ersten Geradenfunktion, durchgeführt.

Das vorrangig für die geringen Pulsdauern von $\tau_H = 0,2$ und 1 ps Abweichungen bzgl. der Erscheinung des LIU-PLOTS auftraten, kann mit eventuell auftretenden nichtlinearen Effekten begründet werden. Diese Effekte werden bei hohen Intensitäten, wie sie beispielsweise bei der Verwendung von ultrakurzen Laserpulsen entstehen, ausgelöst [38]. Nichtlineare Effekte führen unter anderem zur Verschlechterung des Strahlprofils, aufgrund von nichtlinearen Wellenfrontstörungen [33]. Da die Methode nach LIU auf der Verwendung eines idealen Gaußstrahles beruht, ergaben sich bei Verschlechterung des Strahlprofils Abweichungen im Verlauf der Kurven. Die Zunahme dieser Effekte unter Abnahme von Pulsdauer [33] geht mit den Darstellungen der LIU-PLOTS einher, vgl. Anhang. Hierbei zeigten sich für die Pulsdauer von 0,2 ps die meisten Abweichungen. Ebenso ermöglichen nichtlineare Effekte die Bearbeitung von Dielektrika, die für die verwendete Wellenlänge transparent sind. So reichte in unserem Beispiel die Photonenergie der Laserstrahlung von 1,2 eV nicht aus, um Quarzglas mit einer Bandlücke von 8 eV zu bearbeiten. Nichtlineare Absorptionsvorgänge der nahinfraroten Laserstrahlung führen dennoch zur Generierung von freien Elektronen im Leitungsband und ermöglichen somit Modifikationen des Materials. [9] Hierbei enstehen, je nach Laserparameter: Materialabtrag, Filamente, Brechungsvariationen und Voids [39]. Somit waren höchst wahrscheinlich die nichtlinearen Effekte Ursache für das Auftreten der Schädigungen des Substratmaterials, vgl. Kapitel 5.1. In [21] wird ebenso über das Vorkommen von Substratschädigung bei der rückseitigen Bestrahlung von Schichtsystemen mit Pulsen im fs-Bereich berichtet.

Die Schwellintensität, ab derer die Bearbeitung von SiO₂ erfolgt, wurde in [40] als Funktion der Pulsdauer ermittelt. Hierfür wurde das gleiche Lasersystem verwendet. Es ergibt sich für eine Pulsdauer von 230 fs eine Schwellintensität von ~ 24 TW/cm². Ebenso wurde eine Abnahme der Schwellintensität mit steigender Pulsdauer bestimmt. [40] Mithilfe folgender Gleichung (5.1) konnten die Intensitäten, welche sich in Abhängigkeit von Pulsenergie und Pulsdauer ergaben, berechnet werden:

$$I = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot w_{86} \cdot 1,135 \cdot \tau_H}$$
(5.1)

Eine Übersicht der ermittelten Werte befindet sich im Anhang. Laserstrahlung der Pulsdauer gleich 0,2 ps, bei maximal applizierter Pulsenergie, erreichte eine Intensität von ~ 22 TW/cm². Da die beiden Werte vergleichbar sind, kann davon ausgegangen werden, dass die erwähnten Effekte für $\tau_{H} = 0,2$ ps eine Rolle spielten. Laserstrahlung der Pulsdauer gleich 10 ps erreichte eine maximale Intensität von 450 GW/cm². Dieser Wert lag weit unterhalb dem experimentell ermittelten Wert für $\tau_{H} = 6.2$ ps von ~ 3,0 TW/cm² [40]. Auch wenn eine Abnahme der Intensität mit steigender Pulsdauer festgestellt wurde [40], lagen die Werte weit voneinander getrennt. Somit müssen weitere Faktoren für das Auftreten der Substratschädigung für $\tau_{H} = 10$ ps verantwortlich sein. Das zwischen den beiden Pulsdauern unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse zwischen Laserstrahlung und Quarzglas auftraten, bestätigte sich auch in der Erscheinung der Glasschädigung. Während sich für 10 ps ein v-fömiger Glassschaden zeigte, wurde für 0,2 ps eine punktförmige Vertiefung bestimmt.

Was in der vorherigen Betrachtung nicht berücksichtigt wurde, waren auftretende Reflexionen an der Grenzschicht Quarzglas-Aluminium. Diese könnten ebenso die ablaufendenden Wechselwirkungsprozesse beeinflussen. Wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, ergeben sich unter Zunahme von Pulsdauern höhere maximale Phonentemperaturen. Dabei gilt, je höher die Gittertemperaturen, desto geringer
der Reflexionsgrad. [25] Somit muss das unterschiedliche Reflexionsverhalten von Aluminium, für das Auftreten der unterschiedlichen Formationen der Substratschädigung in Abhängigkeit von der Pulsdauer, in Betracht gezogen werden.

Die Möglichkeit der Bearbeitung von Dielektrika mittels nichtlinearer Effekte wurde in diesem Kapitel bereits behandelt. Unter Verwendung von hohen Intensitäten treten weitere nichtlineare optische Effekte, wie beispielsweise Selbstfokussierung, auf. Selbstfokussierung wird durch die Verwendung von Laserleistungen oberhalb der kritischen Leistung P_{krit} initiiert. Diese wird für Quarzglas in der Literatur mit P_{krit} = 2 MW angegeben. [41] Die Berechnung der Leistung der Laserstrahlung erfolgte über Gleichung (5.2). Die Ergebnisse hierzu sind dem Anhang zu entnehmen.

$$P = \frac{Q}{1,135 \cdot \tau_H} \tag{5.2}$$

Für Pulsdauern \leq 5 ps wurden Leistungen ermittelt, welche über P_{krit} lagen. In [42] wurden Modifizierungen im Glas durch den Effekt der Selbstfokussierung erzeugt. Die Fokussierung des Laserstrahles mit Fluenzen unterhalb der Zerstörschwelle auf die Substratoberfläche führt zur Generierung von "vertikalen Linien" unterhalb der Substratoberfläche. Unter bestimmten Bedingungen können mithilfe dieses Verfahrens Mikrostrukturen an der Probenrückseite erzeugt werden, vgl. Abbildung 5-15. [42]



Abbildung 5-15: Strukturen auf der Rückseite von Saphir mit 2 mm Substratdicke, bei Bestrahlung der Vorderseite mit N = 100, λ = 790 nm, τ_{H} = 1,2 ps und H = 1,2 J/cm² [42]

Der Effekt der Selbstfokussierung könnte für die Bildung der punktförmigen Vertiefung im Glassubstrat, wie sich diese beispielsweise für die Parameterkombination von z = 50 nm, τ_H = 0,2 ps und H = 3,5 J/cm² zeigte, in Frage kommen. Das sich für die Pulsdauer von 10 ps eine andere Erscheinung der Glasschädigung darstellte, bestätigte diese Vermutung, da in diesem Fall P_{krit} nicht erreicht wurde.

In Abbildung 5-16 sind die gemessenen Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie für N = 1, τ_H = 2 ps, jeweils für alle untersuchten Schichtdicken dargestellt. Wie sich aus den Regressionsfits ableiten lässt, ergaben sich für kleinere Schichtdicken größere Fokusradien. Diese Aussage traf für nahezu alle untersuchten Parameterkombinationen für N = 1 zu, vgl. Abbildung 5-16. Abweichungen traten für z = 30 und 50 nm, jeweils für eine Pulsdauer von 0,2 und 10 ps auf. In der Literatur wurde keine vergleichbaren Ergebnisse gefunden, welche die Zunahme der Fokusradien für steigende Schichtdicken beschreiben.



Abbildung 5-16: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie für N = 1, τ_H = 2 ps und z = 10 – 50 nm

Ebenso deutete sich der Trend der Zunahme des Fokusradius mit steigender Pulsdauer an, vgl. Abbildung 5-17. Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken zeigte sich für Schichtdicken von 10 bis 30 nm ab einer Pulsdauer von τ_{H} = 2 ps kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Fokusradius und Pulsdauer. Lediglich für z = 50 nm ergab sich in diesem "Pulsdauerbereich" der Trend der stetigen Zunahme des Fokusradius mit steigender Pulsdauer. Die Abnahme des Fokusradius unter Verringerung der Pulsdauer ergab sich für Pulsdauern < 2 ps und 10 bis 20 nm -Schichtdicke. Für 30 und 50 nm zeigte sich für eine Pulsdauer von 1 ps der kleinste Wert für den berechneten Fokusradius. Abweichungen ergeben sich für die beiden letzt genannten Schichtdicken für eine Pulsdauer von 0,2 ps. Wie bereits in diesem Kapitel beschrieben, führten nichtlineare Effekte zu Veränderungen im Strahlprofil. Die auftretenden Abweichungen der ermittelten Fokusradien für τ_{H} = 0,2 ps könnten Resultat dieser nichtlinearen optischen Effekte sein. Der Trend der Zunahme der Fokusradien deutete sich auch für die Bestrahlung mit Multipulsen an. Auch für diesen Zusammenhang wurden in der Literatur keine vergleichbaren Ergebnisse gefunden.



Abbildung 5-17: Ermittelte Fokusradien w_{86,LIU} als Funktion der Pulsdauer für N = 1 und z = 10 - 50 nm

Wie bereits in Kapitel 2.3 beschrieben, stehen die Multipuls-Abtragsschwellen für N applizierte Pulse und die Einzelpuls-Abtragsschwellen laut Inkubationsmodell von [16] in einem Zusammenhang, vgl. Gleichung (2.11) [16]. Gleichung (2.11) kann in folgende Gleichung konvertiert werden:

$$\log(N \cdot H_{th}(N)) = S \cdot \log N + \log(H_{th}(1))$$
(5.3)

Aus dieser Gleichung folgt, dass der Logarithmus des Produkts N*Hth(N) proportional zu log N mit dem Proportionalistätsfaktor S ist. Der Proportionalitätsfaktor S ist der Inkubationskoeffizient. Abbildung 5-18 zeigt ein Beispiel ($\tau_H = 2 \text{ ps}$) für die logarithmische Darstellung der akkumulierten Fluenz N*Hth(N) als Funktion der applizierten Pulsanzahl N für z = 10 - 50 nm. Aus der logarithmierten Darstellung ging eine lineare Abhängigkeit hervor. Der Fit ergab ein Inkubationskoeffizient von 0,91, 0,88, 0,86 und 0,86 für die Schichtdicken von 10, 20, 30 und 50 nm. Um den bestmöglichsten Regressionsfit der jeweiligen Datenreihe zu erhalten, wurden Datenpunkte eliminiert (grau markiert). Im gezeigten Beispiel wurden die Datenpunkte für z = 20 - 50 nm, jeweils für N = 1 nicht für die Bestimmung der entsprechenden Regressionsgeraden genutzt. Der Betrag des Inkubationskoeffizienten signalisierte Inkubationsverhalten. Weiterhin konnte mithilfe dieser Darstellung die Einzelpuls-Abtragsschwelle aus dem Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der Y-Achse bestimmt werden. Die aus den Regressionskurven abgeleiteten Werte für Inkubationskoeffizienten und Einzelpuls-Abtragsschwellen und deren Abhängigkeiten von Schichtdicke und Pulsdauer werden in Kapitel 5.2.3 näher betrachtet.



Abbildung 5-18: Akkumulierte Schwellfluenzen als Funktion der Pulsanzahl und Schichtdicke (die grau angezeigten Datenpunkte wurden in der Fitfunktion nicht berücksichtigt)

5.2.2 Abtragsschwellen

Es wurden die Abtragsschwellen für alle untersuchten Parameterkombinationen mithilfe des in Kapitel 5.2.1 beschriebenen Verfahrens bestimmt. In Abbildung 5-19 sind die ermittelten Abtragsschwellen als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke für die Bestrahlung mit Einzelpulsen dargestellt.

Auch für den rückseitigen Schichabtrag ergab sich ein Anstieg der Abtragsschwelle mit steigender Schichtdicke. Während sich für eine Schichtdicke von 50 nm eine Schwellfluenz von ~0,42 J/cm² zeigte, wurde für eine Schichtdicke von 10 nm eine Schwellfluenz von ~ 0,05 J/cm² bestimmt. Der gefundene Zusammenhang zwischen Abtragsschwelle und Schichtdicke wird von der Literatur bestätigt. In [26] wurde für Schichtdicken von 30 bis 300 nm festgestellt, dass gleiche Pulsenergien in kleineren Schichtdicken zu höhere Phononentemperaturen führen. Als Ursache hierfür ist Wärmeakkumulation angegeben. Diese höheren Temperaturen induzieren die Abnahme der Abtragsschwelle. [26, 10]

Eine weitere Erklärung für diesen Zusammenhang konnte beim Vergleich der zu ablatierenden Volumina gefunden werden. Hierbei wurde angenommen, dass die Abtragsgeometrie näherungsweise einem Zylinder entsprach. Die Berechnung des Volumen V erfolgt durch:

$$V = \pi \cdot w_{86}^2 \cdot z \tag{5.4}$$

Hierbei ergab sich für z = 10 nm im Vergleich zu z = 50 nm, aufgrund der fünfmal kleineren Schichtdicke, ein fünfach kleineres zu ablatierendes Volumen [32]. Um große Volumen vollständig zu ablatieren, bedurfte es höherer Fluenzen. Somit wurden für größere Schichtdicken auch höhere Fluenzen benötigt, um Schichtabtrag zu induzieren.



Abbildung 5-19: Einzelpuls-Abtragsschwellen als Funktion von Schichtdicke und Pulsdauer

Für den Einfluss der Pulsdauer auf die Einzelpuls-Abtragsschwelle ergab sich kein eindeutiger Trend. Während sich für die Schichtdicken von 30 und 50 nm eine Abnahme der Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer zeigte, konnte für die Schichtdicken von 10 und 20 nm kein Einfluss der untersuchten Pulsdauern auf die Abtragsschwelle bestimmt werden. In der Literatur wird angegeben, dass für Schichtdicken unterhalb der thermischen Eindringtiefe Lth kein Unterschied zwischen den Abtragsprozessen festgestellt werden kann, da die Schicht homogen geschmolzen wird [24]. Um zu überprüfen, ob die obige Erklärung auch für die hier durchgeführten Untersuchungen genutzt werden kann, wurden die thermischen Eindringtiefen der verschiedenen Pulsdauern mithilfe von Gleichung (4.2) berechnet. Die Ergebnisse sind in nachfolgender Tabelle aufgelistet:

τн in ps	L _{th} (тн) in nm
0,2	8,9
1	19,9
2	28,1
5	44,5
10	62,9

Tabelle 5-4:	Thermische Eindringtiefen als Funktion der Pulsdauer

Hierbei ergab sich für Schichtdicken von 10 und 20 nm überwiegend, dass die thermische Eindringtiefe aller untersuchten Pulsdauern die Schichtdicke überstieg. Somit kommt es laut [24] zum homogenen Schmelzen der Schicht, unabhängig von der verwendeten Pulsdauer. Resultierend daraus ergeben sich nahezu gleiche Abtragsschwellen für alle untersuchten Pulsdauern. Das Verhalten zeigte sich auch in den hier durchgeführten Untersuchungen, vgl. Abbildung 5-19. Somit werden die Ergebnisse, welche für z = 10 und 20 nm ermittelt wurden, von der Literatur bestätigt. Betrachtet man den Verlauf der Datenpunkte für z = 30 und 50 nm näher, so stellten sich für Pulsdauern bis 2 ps nahezu gleiche Werte für die Abtragsschwellen dar. Ein wesentlicher Sprung in Richtung kleinere Abtragsschwellen ergab sich für Pulsdauern von 5 und 10 ps. Hierbei übergab sich die Übereinstimmung der Aussage, dass die kleinste Abtragsschwelle für die Schichtdicke von 50 nm für die Pulsdauer von 10 ps erreicht wurde, aus den lichtmikroskopischen Aufnahmen in Abbildung 5-2. Die Abnahme der Abtragsschwelle mit Zunahme der Pulsdauer bestätigt sich in [25], vgl. Kapitel 3.2.

Ab einer Pulsdauer von 5 ps für die Schichtdicke von 30 nm und ab einer Pulsdauer von 10 ps für die Schichtdicke von 50 nm überstieg die thermische Eindringtiefe die entsprechende Schichtdicke. Folglich sollte sich die geringste Beeinflussung der Abtragsschwelle von der Pulsdauer ab einer Pulsdauer von 5 bzw. 10 ps zeigen.

Um diese Aussage bestätigen zu können, sind weitere Untersuchungen mit Pulsdauern > 10 ps durchzuführen. Möglich für den Sprung in Richtung kleinere Abtragsschwellen für die Schichtdicken von 30 und 50 nm ab einer Pulsdauer von 2 ps war der Übergang in den Bereich $L_{th} \sim z$ und somit in einen anderen Abtragsmechanismus.

Da die Fluenz den Einfluss der Pulsdauer nicht berücksichtigt, sind ebenso die Schwellintensitäten I_{th}, welche mit Gleichung (5.1) berechnet wurden, als Funktion von Schichtdicke und Pulsdauer dargestellt, vgl. Abbildung 5-20. Hierbei zeigte sich eine deutlichere Abnahme der Schwellintensität unter Zunahme der Pulsdauer für alle Schichtdicken. Für die Schichtdicken < 50 nm stellte sich kein Unterschied zwischen den Schwellintensitäten der Pulsdauern von 5 – 10 ps dar.



Abbildung 5-20: Einzelpuls-Schwellintensitäten als Funktion von Schichtdicke und Pulsdauer

Um auch den Einfluss der Pulsanzahl auf die Abtragsschwelle der verschiedenen Pulsdauern und Schichtdicken zu bestimmen, wurden, wie bereits in Kapitel 5.1 beschrieben, mehrere Pulse je Defektstelle appliziert. Die Analyse erfolgte analog dem in Kapitel 2.2 beschriebenen Vorgehen. In Abbildung 5-22 sind Abtragsschwellen als Funktion von Pulsdauer und Pulsanzahl, jeweils für die Schichtdicken von 10 bis 50 nm dargestellt. Für alle Schichtdicken ergab sich die Abnahme der Schwellfluenz mit steigender Pulsanzahl. Dieser Effekt ist auf das Inkubationsverhalten des Materials zurückzuführen und bereits aus der Literatur bekannt [16]. Für eine Schichtdicke von 30 und 50 nm zeigte sich für N = 1 das im vorherigen Abschnitt beschriebene Verhalten der Abnahme der Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer. Dieses Verhalten wurde ebenso in [25] für den vorderseitigen Schichtabtrag bestimmt. Mögliche Erklärung liefern die in [25] durchgeführten Simulation. Hierbei ergeben sich höhere Phononentemperaturen für 10 als für 0,2 ps.

Für z = 30 und 50 nm und Pulsanzahlen \ge 2 stellte sich anderes Verhalten dar. Hierbei ergab sich für Pulsdauern \le 2 ps eine Abnahme der Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer. Für Pulsdauern > 2 ps kehrte sich dieses Verhalten um, und ein Anstieg der Abtragsschwelle mit steigender Pulsanzahl wurde ermittelt. Somit ergab sich für eine Pulsdauer von 2 ps das Minimum der Abtragsschwelle.

Aus der Literatur ist bekannt, dass die Elektron-Phonon-Relaxationszeit von Aluminium ~ 1 ps beträgt [29]. Anhand des Verhältnisses von Elektron-Phonon-Relaxationszeit zu Pulsdauer entscheidet sich, welche Wechselwirkungsprozesse und somit Wämeleitungsvorgänge im Material ablaufen [8]. Da die untersuchten Pulsdauern sowohl kleiner (0,2 ps) als auch größer (2 ps) waren als die Elektron-Phonon-Relaxationszeit, ist es denkbar, dass unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse stattfanden. Daraus resultierend ergab sich beispielsweise für Pulsdauern \geq 2 ps ein anderer Zusammenhang zwischen Abtragsschwelle und Pulsdauer als für Pulsdauern < 1 ps.

In [14] wurden die charakteristischen Zeiten für die Verdampfung, das Erreichen der maximalen Einschmelztiefe und die Erstarrung der Schmelze bei dem Abtrag von Aluminium mit Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauern berechnet, vgl. Abbildung 5-21. Während sich für Pulsdauern oberhalb der Elektron-Phonon-Relaxationszeit eine Beeinflussung des Prozesses zeigt, ist für kürzere Pulsdauern eine Sättigung festzustellen. Somit bestätigen die Berechnungen in der Literatur, dass je nach Pulsdauer verschiedene Wechselwirkungsprozesse ablaufen. [14]



Abbildung 5-21: Berechnete charakteristische Zeiten der ablaufenden Prozesse [14]

Gegen diese Vermutung sprach, dass erst ab einer Pulsanzahl von 2 oben beschriebener Zusammenhang festgestellt wurde. Jedoch konnten die auftretenden Inkubationseffekte weitere Prozesse intiieren, welche zu einem anderen Zusammenhang von Pulsdauer und Abtragsschwelle für N \geq 2 führten. Um die genaue Ursache für dieses Verhalten zu ermitteln, bedarf es weiterer Untersuchungen.



Abbildung 5-22: Abtragsschwelle als Funktion von Pulsdauer und Pulsanzahl für a) 50 nm, b) 30 nm, c) 20 nm und d) 10 nm

5.2.3 Inkubationskoeffizienten

Die Abhängigkeit des Inkubationskoeffizienten von der Pulsdauer ist in Abbildung 5-23 dargestellt. Es ergaben sich, gemittelt über alle untersuchten Pulsdauern, Inkubationskoeffzienten von $\overline{S}_{10 \text{ nm}} = 0,90$, $\overline{S}_{20 \text{ nm}} = 0,87$, $\overline{S}_{30 \text{ nm}} = 0,87$ und $\overline{S}_{50 \text{ nm}} = 0,86$. Die genannten Werte für S signalisierten Inkubationsverhalten der Schicht mit steigender Pulsanzahl. Vergleichswerte für die ermittelten Inkubationskoeffzienten des rückseitigen Abtrags für Aluminium wurden in der Literatur nicht gefunden. In [43] wurde der Inkubationskoeffizient für den rückseitigen Abtrag von einer 200 nm NiCr-Legierung auf Quarzglas bestimmt. Er ergibt sich ein S von nahezu 1, aufgrund der Tatsache, dass bereits der erste Puls die Schicht im festen Zustand ablöst. Da sich in den hier durchgeführte Untersuchungen abweichende Abtragsprozesse darstellten, ergaben sich Inkubationskoeffizienten < 1. So ermöglichte beispielsweise der unvollständige Schichtabtrag, vgl. Kapitel 5.1, die Modifizierung des Abtragsbereiches durch weitere Pulse.

In [26] wurden die Inkubationskoeffizienten des vorderseitigen Abtrags von Aluminiumschichten der Dicke gleich 300 nm für eine Puldauer von 0,2 ps bestimmt. Es ergeben sich Inkubationskoeffizienten von 0,606 für den gentle (teilweisen) und 0,336 für den strong (vollständigen) Schichtabtrag. Hierbei ergaben sich große Unterschiede zu den in dieser Arbeit ermittelten Ergebnissen, welche nicht auf das Bestrahlungsregime zurückgeführt werden können, da für die bereits durchgeführten Versuche zum vorderseitigen Abtrag von Aluminiumschichten Inkubationskoeffizienten von $\overline{S}_{10 \text{ nm}} = 0.83$, $\overline{S}_{20 \text{ nm}} = 0.85$, $\overline{S}_{30 \text{ nm}} = 0.82$ und $\overline{S}_{50 \text{ nm}} = 0,80$ bestimmt wurden [32]. Die in [32] ermittelten Ergebnisse sind vergleichbar mit Werten für Inkubationskoeffzienten (vorderseitig) anderer Metalle. So ergeben sich Inkubationskoeffizienten von S_{Wolfram} = 0,84, S_{Kupfer} = 0,85 und Ssilber = 0,87 [44]. Das sich die Werte der Inkubationskoeffizienten für den vorderund rückseitigen Schichtabtrag nur minimal unterscheiden zeigt sich in [17, 43] und bestätigte die ermittelten Inkubationskoeffizienten für den rückseitigen Schichtabtrag von Aluminium. Auftretende Abweichungen zu den Inkubationskoeffizienten in [26] können auf der Verwendung unterschiedlicher Repetitionsraten basieren. Die in [26] verwendete Repetitionsrate beträgt 1 MHz und somit das Zehnfache der in dieser Arbeit verwendeten Repetitionsrate von 100 kHz. Der Einfluss der Repetitionsrate und der Materialeigenschaften auf den Inkubationskoeffizienten sind in [18] gegeben.

Wie auch schon in [32] festgestellt, zeigten sich für größere Schichtdicken kleinere Inkubationskoeffizienten, vgl. Abbildung 5-23. Während für eine Schichtdicke von 50 nm ein Inkubationskoeffizient von $\overline{S} = 0,86$ ermittelt wurde, ergab sich für eine Schichtdicke von 10 nm ein \overline{S} von 0,90. Da "dickere" Schichten einem größeren kumulativen Einfluss unterliegen, stellten sich für diese Schichten die größten Unterschiede zwischen Einzelpuls- und Multipuls-Abtragsschwelle dar [32]. Dünnere Schichten zeigten "weniger" Inkubationsverhalten. Für den Einfluss der Puldsauer auf das Inkubationsverhalten der verschiedenen Schichtdicken zeigte sich kein eindeutiger Trend. Für die Schichtdicken von 10, 30 und 50 nm ergab sich der höchste Inkubationskoeffizient für eine Pulsdauer von 0,2 ps.

Wie bereits in Kapitel 5.2.1 erläutert, traten für die Pulsdauer von 0,2 ps, aufgrund der hohen Intensitäten, nichtlineare Effekte wie bspw. Selbstfokussierung auf. Somit führten die nichtlinearen Effekten zur Beeinflussung aller Multipuls-Abtragsschwellen und somit der Inkubationskoeffizienten. Im Ergebnis zeigte sich nahezu unabhängig von der Schichtdicke für die Pulsdauer von 0,2 ps keine Beeinflussung der Abtragsschwelle von der Pulsanzahl, aufgrund der nichtlinearen Effekte.

Eine Zunahme von S mit steigender Pulsdauer wurde für nahezu alle Schichtdicken (Ausnahme von 10 mn) für Pulsdauern von 1 – 10 ps bestimmt. Außerdem zeigten sich für eine Pulsdauer von 10 ps nahezu gleiche S für alle untersuchten Schichtdicken. Somit hatte für Pulsdauern von 10 ps die Schichtdicke keinen wesentlichen Einfluss auf den Inkubationskoeffizienten, sprich auf die Beeinflussung der Abtragsschwelle durch die Bestrahlung mit Multipulsen. Mögliche Ursache konnte sein, dass die thermische Eindringtiefe von ~ 63 nm, welche sich gemäß Gleichung (4.2) für eine Pulsdauer von 10 ps ergab, größer war als die Dicken der untersuchten Schichten. Somit führte bereits der erste Puls zur homogenen Erwärmung der Schicht. In der Literatur sind keine Angaben zum Zusammenhang zwischen Inkubationskoeffizienten und Pulsdauer für den rückseitigen Schichtabtrag von Aluminium angegeben.



Abbildung 5-23: Inkubationskoeffizienten als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke

Weiterhin wurden die Einzelpuls-Abtragsschwellen H_{calc} aus den Regressionsgeraden bestimmt, vgl. Kapitel 5.2.1. In nachfolgender Abbildung sind die ermittelten Werte H_{calc} und die experimentell ermittelten Einzelpuls-Abtragsschwellen H_{th} als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke dargestellt.



Abbildung 5-24: Experimentell ermittelte H_{th} und berechnete Einzelpuls-Abtragsschwelle H_{calc} als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke

Da für die Ermittlung der Regressionsgeraden der Schichtdicken von 10 und 20 nm alle Datenpunkte berücksichtigt wurden, ergaben sich hierbei die geringsten Abweichungen zwischen H_{calc} und H_{th}. Resultierend daraus, zeigten sich gleiche Zusammenhänge zwischen Hth/Hcalc und der Pulsdauer. Um die bestmöglichste Regressionsgerade der Datenreihe zu bestimmen, wurden für die Schichtdicken von 30 und 50 nm Datenpunkte entfernt, vgl. Kapitel 5.2.1. Somit ergaben sich vorallem für diese Schichtdicken Abweichungen zwischen der berechneten und der experimentell ermittelten Einzelpuls-Abtragsschwelle. So zeigten sich beispielsweise für z = 30 nm und Pulsdauern von 0,2, 2 und 10 ps Unterschiede zwischen Hth und Hcalc. Diese Unterschiede führten zu verschiedenen Zusammenhängen zwischen Hth/Hcalc und der Pulsdauer. Während sich für Hth eine Abnahme mit steigender Pulsdauer zeigte, ergab sich für H_{calc} kein eindeutiger Verlauf. Hierbei stellte sich für Pulsdauern von 0,2 – 1 ps eine Zunahme, von 1 ps – 2 ps eine Abnahme und ab 2 ps wieder eine Zunahme von H_{calc} mit steigender Pulsdauer dar. Die größten Abweichungen wurden jedoch für die Schichtdicke von 50 nm bestimmt. Hierbei ergab sich für H_{calc} gleicher Zusammenhang zwischen Schwellfluenz und Pulsdauer, wie er sich auch für H_{calc} für die Schichtdicke von 30 nm zeigte. Mögliche Ursache für die auftretenden Unterschiede für z = 50 nm zwischen H_{calc} und H_{th} war der Wechsel in einen anderen Abtragsmechanismus für N > 1. Da die Ermittlung von H_{calc} auf der Basis der Multipuls-Abtragsschwellen beruhte, konnten somit Abweichungen zwischen den beiden ermittelten Fluenzen auftreten.

5.3 Vergleich Schichtabtrag vorder- und rückseitig

5.3.1 Abtragsschwellen

Nachfolgend sind die Einzelpuls-Abtragsschwellen als Funktion von Pulsdauer, Schichtdicke und Bestrahlungsregime dargestellt, vgl. Abbildung 5-25. Hierbei stehen die Abkürzungen vs für das vorderseitige- und rs für das rückseitige Bestrahlungsregime. Die Ergebnisse zum vorderseitigen Schichtabtrag wurden in [32] ermittelt, vgl. Kapitel 3.2. Das vorderseitige Bestrahlungsregime führte zu höheren Abtragsschwellen. Für eine Schichtdicke von 50 nm wurde unter Applikation von Laserstrahlung mit τ_{H} = 1 ps, N = 1 im vorderseitigen Bestrahlungsregime eine Abtragsschwelle von 0,98 J/cm² ermittelt, im rückseitigen Bestrahlungsregime ergab sich eine Abtragsschwelle von 0,42 J/cm². Somit konnte durch Verwendung des rückseitigen Bestrahlungsregimes die Abtragsschwelle um ~ 60 % gesenkt werden. Diese Beobachtung bestätigt sich in der Literatur [24, 45]. Die Begründung hierfür liegt im Abtragsmechanismus des rückseitigen Abtrags, vgl. Kapitel 3.1. Bei der rückseitigen Bestrahlung wird der Laserstrahl durch das Quarzglas auf die Aluminiumschicht fokussiert. Der eingeschlossene Abtragsbereich zwischen den Schichten Quarzglas-Aluminiumschicht führt zur thermischen Expansion. Diese wiederrum führt zur Aufwölbung der Schicht und beim Überschreiten einer "kritischen Fluenz" zum Abscheren des aufgewölbten Bereiches, sprich zum Schichtabtrag. Im Gegenteil zum vorderseitigen Schichtabtrag muss für diesen Vorgang nicht die gesamte Schichtdicke erhitzt oder verdampft werden, sondern es genügt ein kleiner Teil, um die Schicht zu beschleunigen und somit den Mechanismus des Abscherens zu induzieren. [24, 6] Ebenso treten bei der vorderseitigen Bestrahlung vermehrt Reflexionsverluste auf, aufgrund des höheren Brechzahlunterschiedes von Luft-Aluminium im Vergleich zu Quarzglas-Aluminium [24].



Abbildung 5-25: Einzelpuls-Abtragsschwelle als Funktion von Pulsdauer, Schichtdicke und Bestrahlungsegime, vorderseitige (vs) und rückseitige Bestrahlung (rs)

Der Unterschied zwischen den ermittelten Abtragsschwellen für die vorder- und rückseitige Bestrahlung nahm mit kleiner werdender Schichtdicke ab. Somit zeigten sich für die Schichtdicke von 10 nm nahezu gleiche Schwellen für den vorder- und rückseitigen Schichtabtrag, vgl. Abbildung 5-25. Wie bereits in Kapitel 5.2.2 dargestellt, fand für Schichtdicken gleich der thermischen Eindringtiefe keine Beeinflussung der Abtragsschwelle von den Prozessparametern statt.

Sowohl für das vorder- als auch das rückseitige Bestrahlungsregime wurde für 50 und 30 nm Schichtdicke die Abnahme der Einzelpuls-Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer festgestellt. Für die Schichtdicken von 10 und 20 nm ergab sich nahezu keine Beeinflussung der Abtragsschwelle von der Pulsdauer, aufgrund des Verhältnisses von Schichtdicke zu thermischer Eindringtiefe, vgl. Kapitel 5.2.2.

5.3.2 Inkubationskoeffizienten

Um eine Aussage über den Einfluss des Bestrahlungsregime auf den Inkubationskoeffizienten zu bekommen, sind in Abbildung 5-26 die in [32] ermittelten Inkubationskoeffizienten für den vorderseitigen- und die in 5.2.3 bestimmten Inkubationskoeffizienten für den rückseitigen Schichtabtrag als Funktion von Pulsdauer und Schichtdicke dargestellt. Es zeigten sich nahezu für alle untersuchten Parameterkombinationen größere Inkubationskoeffizienten für den rückseitigen Schichtabtrag. Dieses Verhalten bestätigt sich in der Literatur. Während sich für den vorderseitigen Abtrag von Nickel-Chrom ein S von 0,89 ergab, wurde für den rückseitigen Abtrag ein S von ~ 1 ermittelt [17, 43]. Die Begründung liegt ebenso im Abtragsmechansimus des rückseitigen Abtrags. Der rückseitige Abtrag ist charakterisiert durch kleinere Abtragsschwellen im Vergleich zum vorderseitigen Abtrag. Somit wird bereits unter Applikation von geringen Fluenzen Schichtabtrag induziert und folgende Pulse können den Abtrag nicht weiter beeinflussen. [24] Für den Einfluss der Pulsdauer auf den Inkubationskoeffizienten ergab sich sowohl für den vorder- als auch für den rückseitigen Abtrag kein eindeutiger Trend, vgl. Abbildung 5-26.



Abbildung 5-26: Inkubationskoeffizienten als Funktion von Pulsdauer, Schichtdicke und Bestrahlungsregime, links: vorderseitige Bestrahlung (vs), rechts: rückseitige Bestrahlung (rs)

5.4 Berechnungen

In dem Kapitel 2.4 wurde die theoretische Bestimmung der Schwellfluenzen für den Schmelz- F_m und Verdampfungsprozess F_v beschrieben. In der nachfolgenden Tabelle sind die, mithilfe der in Tabelle 4-2 gelisteten Parameter und Gleichung (2.14), (2.15) und (2.17), berechneten Schmelz- und Verdampfungsenergiedichten pro Volumen sowie die Reflexionsgrade des entsprechenden Bestrahlungsregimes gelistet.

 Tabelle 5-5:
 Berechnete Reflexionsgrade für vorder- und rückseitige Bestrahlung, sowie ermittelte Schmelz- und Verdampfungsenergiedichten/Volumen

Reflexionsgrad für die rückseitige Bestrahlung R	0,92
Reflexionsgrad für die vorderseitige Bestrahlung <i>R</i>	0,95
Schmelzenergiedichte/Volumen <i>E</i> m/ <i>V</i> [J/mm³]	2,69
Verdampfungsenergiedichte/Volumen <i>E</i> _v / <i>V</i> [J/mm³]	35,62

Mithilfe der berechneten Energiedichten für den Schmelz- und Verdampfungsprozess und des Reflexionsgrades wurden die Schwellfluenzen als Funktion der Schichtdicke mit Gleichung (2.16) berechnet und dargestellt, vgl. Abbildung 5-27. In dieser Abbildung ergaben sich gemäß des Zusammenhangs, welcher aus Gleichung (2.16) folgt, lineare Abhängigkeiten der Schwellfluenzen von den Schichtdicken.

Um den für das rückseitige Bestrahlungsregime stattfindenen Abtragsprozess zu evaluieren, wurden die experimentell ermittelten Abtragsschwellen verschiedener Schichtdicken und Pulsdauern in Abbildung 5-27 ergänzt. Es zeigte sich, dass für alle Pulsdauern die Abtragsschwellen stets unter der Verdampfungsschwelle lagen. Somit wurde die Annahme getroffen, dass der rückseitige Abtrag aus der Schmelze erfolgte. Wie bereits in Kapitel 5.2.2 festgestellt, kam es für die Schichtdicken von 30 und 50 nm zur Abnahme der Einzelpuls-Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer. Somit befanden sich die Abtragsschwellen für die Pulsdauer von 10 ps nahezu an der Schmelzgeraden.



Abbildung 5-27: Berechnete Schmelz- (blaue Linie) und Verdampfungsfluenzen (rote Linie), sowie ermittelte Abtragsschwellen für N = 1, z = 10 – 50 nm, τ_H = 0,2, 2 und 10 ps

Um die Aussage, dass der rückseitige Abtrag aus der Schmelze erfolgte, zu bestätigen, wurden AFM-Messungen am Empfängersubstrat vorgenommen. Bei dem Empfängersubstrat handelt es sich um Glasscheibchen, welches sich auf dem Probentisch und unter der Quarzglas-Aluminiumschicht befand. Je nach Abtragsmechanismus zeigen sich entsprechende Abtragsprodukte auf dem Glasscheibchen. So wird dieses Verfahren unter anderem für den LIFT-Prozess genutzt. Hierbei wird der geschmolzene Film auf das Empfängersubstrat übertragen, vgl. Kapitel 3.1. Für diese Untersuchungen wurde das Empfängersubstrat untersucht, welches sich unter dem Substrat der Schichtdicke gleich 30 nm befand. Es wurde zum einen der Einfluss der Pulsdauer (bei gleicher Fluenz) und zum anderen der Einfluss der Fluenz (bei gleicher Pulsdauer) auf das an das Empfängersubstrat übertragene Material und dessen Erscheinung bei Einzelpulsen bestimmt, vgl. Abbildung 5-28 und Abbildung 5-29. Die Aufnahmen bestätigten die Berechnungen und deren Fazit, dass der Abtrag aus der Schmelzphase erfolgte. Es stellten sich in allen Abbildungen Schmelztropfen auf dem Empfängersubstrat dar, wohingegen Aluminium-Fragmente in Form einer abgetragenen Scheibe nicht detektiert wurden. Es zeigten sich bei gleicher Pulsdauer größere zusammenhängende Schmelztropfen für höhere Fluenzen, vgl. Abbildung 5-28.



Abbildung 5-28: Schmelztropfen am Empfängersubstrat für den rückseitigen Schichtabtrag von z = 30 nm als Funktion der Fluenz, τ_H = 5 ps, N = 1

In Abhängigkeit von der Pulsdauer zeigten sich bei gleicher Fluenz unterschiedliche Morphologien des übertragenen Materials. Größere zusammenhängende Schmelzherde stellten sich für die Pulsdauern von 5 ps dar. Hingegen wurden für die Pulsdauern von 0,2 und 10 ps sowohl die kleinsten als auch die wenigsten Schmelztropfen auf dem Empfängersubstrat detektiert. Laut Abbildung 5-27 sollte sich eine Zunahme der Schmelztropfen mit Zunahme der Pulsdauer zeigen. Dieser Sachverhalt bestätigte sich, bis auf die Ausnahme von 2 und 10 ps, in den AFM-Messungen des Empfängersubstrats. In [24] wurde ebenso rechnerisch festgestellt, dass der auslösende Mechanismus beim rückseitigen Schichtabtrag von Aluminium der Dicke von 430 nm aus der Schmelze startet. Aufgrund der geringen Schichtdicke und der guten Wärmeleitfähigkeit von Aluminium basierte in diesen Untersuchungen der Abtragsmechanismus auf dem vollständigen Durchschmelzen der Schicht. Der hier stattfindende Prozess wird als LIFT bezeichnet, vgl. Kapitel 3.1.

Ebenso sind in Abbildung 5-27 die berechneten Schwellfluenzen für den Schmelzund Verdampfungsprozess als Funktion der Schichtdicke für den vorderseitigen Schichtabtrag dargestellt. Aufgrund des höheren Brechzahlunterschiedes von Luft zu Aluminium im Vergleich zu Quarzglas-Aluminium ergaben sich größere Reflexionsgrade für den vorderseitigen Abtrag. Höhere Reflexionsgrades führten laut Gleichung (2.16) zu größeren Schwellfluenzen für Schmelzen und Verdampfen. Somit bestätigten die Rechnungen die experimentellen Ergebnisse, bei denen ebenso für den vorderseitigen Schichtabtag höhere Schwellfluenzen ermittelt wurden. Höhere Schwellfluenzen sollten theoretisch dazu führen, dass sich die Schwellfluenzen der verschiedenen Pulsdauern näher an der Verdampfungsgeraden befinden. Vergleicht man die beiden Diagramme aus Abbildung 5-27 ergaben sich kaum Unterschiede. Lediglich für z = 50 nm, τ_{H} = 0,2 ps befand sich die Schwellfluenz näher an der Verdampfungsgeraden im Vergleich zum rückseitigen Abtrag. Auch hier zeigten sich für die Schichtdicken von 10 und 20 nm keine Unterschiede in den jeweiligen Abtragsschwellen der verschiedenen Pulsdauern. Für Schichtdicken > 20 nm stellte sich gleiches Verhalten wie für den rückseitigen Abtrag dar. Hierbei zeigte sich die kleinste Schwellfluenz für die Pulsdauer von 10 ps. Dieser Zusammenhang wurde bereist in Kapitel 5.3.1 beschrieben.



Abbildung 5-29: Schmelztropfen am Empfängersubstrat für den rückseitigen Schichtabtrag von z = 30 nm als Funktion von Fluenz und Pulsdauer für N = 1

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der rückseitige Abtrag von dünnen Aluminiumschichten auf Quarzglas unter Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung untersucht. Hierbei wurde der Einfluss von Pulsdauer τ_H , Schichtdicke z und Pulsanzahl N auf die Abtragsschwelle H_{th} und den Inkubationskoeffizienten S bestimmt. Für die rückseitige Bestrahlung der Schicht wurde die Laserstrahlung durch das transparente Substrat auf die Grenzfläche Quarzglas-Aluminiumschicht fokussiert.

Im experimentellen Teil wurden Einzelabträge generiert. Hierfür erfolgte die rückseitige Bestrahlung der Schicht mit Einzel- und Multipulsen verschiedener Fluenzen und Pulsdauern. Mithilfe von optischer Mikroskopie wurden die Abtragsdurchmesser vermessen. Die generierten Abtragsmorphologien wurden mittels AFM und LSM untersucht. Anhand der lichtmikroskopischen Aufnahmen konnten bereits folgende Aussagen getroffen werden. Zum einen zeigte sich, dass unabhängig von Pulsdauer und Schichtdicke höhere Fluenzen zu größeren Abtragsdurchmessern führten. Zum anderen wurde festgestellt, dass unabhängig von der Pulsdauer gleiche Fluenzen auf dünneren Schichten größere Abtragsdurchmesser indizierten. Ebenso führte die Bestrahlung mit Multipulsen zur Zunahme der Abtragsdurchmesser. Anhand der lichtmikroskopischen Aufnahmen konnte kein eindeutiger Einfluss der Pulsdauer auf den Abtragsprozess festgestellt werden. Während sich bei gleicher Fluenz für z = 50 nm N = 1 eine Vergrößerung des Abtragsdurchmesser mit Zunahme der Pulsdauer zeigte, ergab sich für N > 1 der größte Abtragsdurchmesser für die Pulsdauer von 5 ps.

Die Analyse der Abtragsmorphologien indizierte das Vorhandensein mehrerer Abtragsstufen. Es zeigten sich in Abhängigkeit von den Prozessparametern vollständiger- und teilweiser Schichtabtrag, erstarrte Schmelze und Substratschädigung. Für die Schichtdicken von 20 und 50 nm wurden unabhängig von der Pulsdauer und für nahezu alle Fluenzen für N = 1 sowohl vollständiger- als auch teilweiser Schichtabtrag, sowie erstarrte Schmelze um den Abtragskrater festgestellt. Weiterhin zeigte sich für beide Schichtdicken und Fluenzen von 3,5 J/cm² für Pulsdauern von 0,2 und 10 ps und N = 1 zusätzlich Substratschädigung im Zentrum des Abtragsbereiches. Hierbei ergaben sich je nach Pulsdauer unterschiedliche Formen der Substratschädigung. Weiterhin konnte mithife von LSM-Messungen die Entwicklung des Schichtabtrags untersucht werden. Dafür wurden Abtragskrater auf z = 50 nm analysiert, welche mit geringen Fluenzen von 0,27 – 0,55 J/cm² und $\tau_{\rm H}$ = 2 ps bestrahlt wurden. In diesem Fluenz-

Bereich ergaben kleinste Änderungen der Fluenz unterschiedliche Schichtmorphologien. Die Aufnahmen zeigten, dass zuerst eine Aufschmelzung der Schicht stattfand, bevor die Schicht teilweise abgetragen wurde. Eine weitere Erhöhung der Fluenz führte schließlich zum teilweisen und vollständigen Schichabtrag. Bis auf die erste Modifizierungsstufe der reinen Aufschmelzung konnten alle weiteren Stadien auch für die Schichtdicke von 20 nm festgestellt werden. Die Analyse der Morphologien, welche unter Bestrahlung mit zwei Pulsen entstanden sind, ergab zum einen, dass für z = 20 nm kein teilweiser Schichtabtrag mehr induziert wurde und zum anderen, dass auch für geringere Fluenzen von H = 0,9 J/cm² Subtratschädigung auftratt. Unter Applikation von zehn Pulsen stellte sich keine weitere Änderung der Morphologie dar. Ähnliches Verhalten zeigte sich für z = 50 nm, wobei sich für N = 2 und H = 0,9 J/cm² auch teilweiser Abtrag ergab. Der Bereich der Substratschädigung stieg bei gleicher Fluenz mit steigender Pulsanzahl an. Für N = 10 und H = 3,5 J/cm² konnte nur noch Substratschädigung festgestellt werden.

Mithilfe der geschaffenen theoretischen Grundlagen konnten die Abtragsschwelle und die Inkubationskoeffizienten und deren Abhängigkeiten von Prozessparametern bestimmt werden. Es wurden beispielsweise die Einzelpuls-Abtragsschwellen zu Hth, 10 nm = 0,06, Hth, 20 nm = 0,12, Hth, 30 nm = 0,23 und $H_{th, 50 \text{ nm}} = 0,42 \text{ J/cm}^2$ und die Inkubationskoeffizienten zu S_{10 nm} = 0,91, $S_{20 nm} = 0.88$, $S_{30 nm} = 0.86$ und $S_{50 nm} = 0.87$ für die Pulsdauer von 2 ps bestimmt. Die ermittelten Werte der Inkubationskoeffizienten signalisierten Inkubationsverhalten. Auch zeigte sich, dass dünnere Schichten zu kleineren Abtragsschwellen und größeren Inkubationskoeffizienten führten. Für den Einfluss der Pulsdauer ergab sich sowohl für die Abtragsschwelle als auch den Inkubationkoeffizienten kein eindeutiger Zusammenhang. Für die Schichtdicken von 10 und 20 nm ergab sich für alle Pulsdauern gleiche Abtragsschwellen, da sich die Schichtdicken im Bereich der thermischen Eindringtiefe befanden. Für die Schichtdicke von 30 und 50 nm stellten sich unterschiedliche Zusammenhänge zwischen Abtragsschwelle und Pulsdauer für die Applikation mit Einzel- und Multipulsen dar. Während sich für N = 1 eine Abnahme der Abtragsschwelle mit steigender Pulsdauer darstellte, ergaben sich für N > 1 die kleinsten Abtragsschwellen für die Pulsdauern von 2 ps.

Anschließend wurde der Vergleich von Abtragsschwelle und Inkubationskoeffizient, welche sich für das rück- und vorderseitige Bestrahlungsregime ergaben, vorgenommen. Wie bereits aus der Literatur bekannt, zeigten sich kleinere Abtragsschwellen für den rückseitigen Abtrag. Es ergab sich in diesen Untersuchungen eine Senkung der Abtragsschwelle um ~ 60 %. So wies das rückseitige Bestrahlungsregime eine wesentlich höhere Effizienz im Materialabtrag auf. Begründung hierfür ist dem Abtragsmechanismus des rückseitigen Abtrags zu entnehmen. Für die Inkubationskoeffizienten stellten sich nahezu größere Inkubationskoeffizienten für den rückseitigen Abtrag dar. Auch hier ist die Begründung im Abtragsmechanismus zu finden.

Im letzten Schritt wurden die Schwellfluenzen für den Schmelz- und Verdampfungsprozess berechnet. Die experimentell ermittelten Schwellfluenzen befanden sich für alle untersuchten Parameterkombinationen oberhalb der Schwellfluenz für den Schmelz-, aber unterhalb der Schwellfluenz für den Verdampfungsprozess. Die daraus resultierende Aussage, dass der Schichtabtrag aus der Schmelzphase erfolgte, wurde von AFM Messungen auf dem Empfängersubstrates bestätigt. Es zeigten sich hierbei, für alle untersuchten Pulsdauern, Schmelztropfen am Empfängersubstrat.

6.2 Ausblick

Um den ermittelten Einfluss der Pulsdauern auf die Abtragsschwellen bestätigen zu können, sind in weitergehender Arbeit Strahlprofilmessungen bei Pulsdauern von 0,2 – 10 ps durchzuführen. Hierbei kann zum einen analysiert werden, ob die Größe des Fokusradius von der Pulsdauer beeinflusst wird. Zum anderen ermöglichen diese Messungen Aussagen darüber zu treffen, ob auftretende Wellenfrontstörungen für die Pulsdauer von 0,2 ps zu Verschlechterung im Strahlprofil führen.

Ebenso sind selbige Untersuchungen an reinem Quarzglas und Aluminium-Vollmaterial geplant, um den Einfluss der Pulsdauer auf die Abtragsschwelle bestimmen und anschließend mit den hier ermittelten Ergebnissen vergleichen zu können. Die Untersuchungen der Abtragsmorphologien an Quarzglas ermöglichen Aussagen darüber zu treffen, ob die Pulsdauer einen Einfluss auf die Gestalt der Substratschädigung, wie sich in diesen Untersuchungen zeigte, hat.

Die Untersuchungen zur Bestrahlung mit Multipulsen wurden bei einer Repetitionsrate von 100 kHz durchgeführt. Zusätzliche Experimente bei verschiedenen Repetitionsraten könnten den Einfluss dieser Größe auf den Abtragsmechanismus bestimmen. Höhere Repetitionsraten bedeuten, dass zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen weniger Zeit liegt. Hierbei können vermehrt Akkumulationseffekte auftreten, welche unter anderem die Abtragsschwellen und die Inkubationskoeffizienten beeinflussen können.

In weitergehender Forschungsarbeit werden die gewonnenen Erkenntnisse genutzt, um die flächige Bearbeitung von Aluminiumschichten, in Hinblick auf die anwendungsorientierte Strukturierung für die Dünnschicht-Elektronik, vorzunehmen. Hierbei wird das rückseitige Bestrahlungsregime dem vorderseitigen Bestrahlungsregime, aufgrund der höheren Effizienz dieses Abtragsmechanismus, vorgezogen. Weitergehend werden, um die qualitativ hochwertige Mikrostrukturierung von Aluminiumschichten gewährleisten zu können, geringe Fluenzen nahe der Abtragsschwelle verwendet. Je nach Schichtdicke sollten entsprechende Pulsdauern appliziert werden, vgl. Kapitel 6.1.

Literaturverzeichnis

- [1] J.M.Liu, "Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes," Optics Letters, Vol. 7, Issue 5, pp. 196-198, 1982.
- [2] "Dünne Schichten," Wikimedia Foundation Inc., 13 März 2918. [Online]. Available: https://de.wikipedia.org/wiki/Dünne_Schichten. [Zugriff am 8 Juni 2018].
- [3] P. Quintana, A. I. Olivia, O. Ceh und J. E. Corona, "Thickness effects on aluminium thin films," Superficies y Vacio, Bd. 9, pp. 280-282, 1999.
- [4] L. Pabst, Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von spintronischen Nanometerschichtstapeln mittels UV-Laserstrahlung, Mittweida: Hochschule Mittweida, 2011.
- [5] T. Wagner, Experimentelle Untersuchung zur Mikrostrukturierung von dünnen Metallschichten mit hochrepetierender Ultrakurzpuls-Laserstrahlung, Mittweida: Hochschule Mittweida, 2015.
- [6] G. Heise, M. Domke, J. Konrad, S. Sarrach, J. Sotrop und H. P. Huber, "Laser lift-off initiated by direct induced ablation of different metal thin films with ultrashort laser pulses," Journal of Physics D: Applied Physics, Bd. 45, p. (8pp), 2012.
- [7] L. Schneider, Validierung neuartiger Lasermessverfahren zur Prozesskontrolle bei der Lasermikrobearbeitung anhand lasergefertigter Teststrukturen, Mittweida: Hochschule Mittweida, 2009.
- [8] C. Gehrke, Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen, Universität Stuttgart: Herbert Utz Verlag, 2013.
- [9] M. Wolf, Mikrostrukturierung von Metallen und Wide Band Gap Materialien mit ultrakurzen Laserpulsen, Mittweida: Hochschule Mittweida, 2015.
- [10] P. Lickschat, Mikrostrukturierung von Stahl mit Piko- und Femtosekundenlaserpulsen, Mittweida: Hochschule Mittweida, 2012.

- [11] B. Schöps, Untersuchung des Abtrags dünner Metallschichten mit ultrakurzen Laserpulsen, Bochum: Ruhr-Universität Bochum, 2014.
- [12] D. Walter, Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung, Universität Stuttgart: Herbert Utz Verlag , 2010.
- [13] A. Ruf, Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurz gepulsten Lasern, Universität Stuttgart: Herbert Utz Verlag, 2004.
- [14] D. Walter, Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung, Herbert Utz Verlag, 2010.
- [15] D. Breitling, Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung, Universität Stuttgart: Herbert Utz Verlag, 2009.
- [16] Y. Jee, M. F. Becker und R. M. Walser, "Laser-induced damage on singlecrystal metal surfaces," Journal of the Optical Society of America B, Bd. 5, 1988.
- [17] L. Pabst, R. Ebert und H. Exner, "Selective Ablation of thin Nickel-chromiumalloy films using ultrashort pulsed laser," Physics Procedia , Bd. 83, 2016.
- [18] F. Di Niso, G. C., T. Sibillano, F. P. Mezzapesa, A. Ancona und P. Lugara, "Influence of the repetition rate and pulse duration on the incubation effect in multiple-shots ultrafast laser ablation of steel," Physics Procedia, Bd. 41, 2013.
- [19] M. Domke, L. Nobile, S. Rapp, S. Eiselen, J. Sotrop, H. P. Huber und M. Schmidt, "Understanding thin film laser ablation: The role of the effective penetration depth and the film thickness," Physics Procedia, Bd. 56, pp. 1007-1014, 2014.
- [20] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch und H. Schmidt, Optik für Ingenieure Grundlagen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [21] M. Domke, S. Rapp, M. Schmidt, Huber und H. P., "Ultra-fast movies of thinfilm laser ablation," Applied Physics A, Bd. 109, 2012.
- [22] T. C. Röder und J. R. Köhler, "Physical model for the laser induced forward transfer process," Applied Physics Letters, Bd. 100, pp. 1-3, 2012.
- [23] J. Bohandy, B. Kim und F. Adrian, "Metal deposition from a supported metal film using an excimer laser," Journal of Applied Physics, Bd. 60, 1986.

- [24] L. S. Nobile, Untersuchungen des Laserablationsverhaltens bei der Bearbeitung von dünnen Metallschichten mit Ultrakurzpulslasern, München: Laserzentrum Hochschule München, 2014.
- [25] M. Olbrich, E. Punzel, P. Lickschat, S. Weißmantel und A. Horn, "Investigation on the ablation of thin metal films with femtosecond to picosecond-pulsed laser radiation," Physics Procedia, Bd. 83, pp. 93-103, 2016.
- [26] M. Olbrich, E. Punzel, R. Roesch, R. Oettking, B. Mushin, H. Hoppe und A. Horn, "Case study on the ultrafast laser ablation of thin aluminium films: dependence on laser parameters and film thickness," Applied Physics A, Bd. 122, p. 215 (8pp), 2016.
- [27] D. Doerr, Femtosecond Laser Microprocessing of Aluminium Films and Quartz, Lincoln: University of Nebraska, 2007.
- [28] N. K. Sherman, F. Brunel, P. B. Corkum und F. Hegmann, "Transient response of metals to ultrashort pulse excitation," Optical Engineering, 1989.
- [29] R. L. Harzic, D. Breitling, M. Weikert, S. Sommer, C. Föhl, S. Valette, C. Donnet, E. Audouard und F. Dausinger, "Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100 fs to 5 ps," Applied Surface Science, Bd. 249, pp. 322-332, 2005.
- [30] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen und H. Welling, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses," Journal of the Optical Society of America B, 1997.
- [31] D. J. Förster, D. A. Bui, V. Onuseit, R. Weber und T. Graf, "Energy transfer mechanisms during laser pulsed processing of metals," in Lasers in Manufacturing Conference, München, 2015.
- [32] T. Viertel, L. Pabst, R. Ebert und H. Exner, "Selektive Laserablation von dünnen Aluminiumschichten auf Quarzglas mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung," in 10. Mittweidaer Lasertagung, Mittweida, 2017.
- [33] C. Föhl, Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen, Universität Stuttgart: Herbert Utz Verlag, 2011.
- [34] A. D. Rakic, "Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminium," Applied Optics, pp. 4755-4767, 1995.

- [35] "Aluminium," Wikipedia, 3 Juni 2018. [Online]. Available: http://de.wikipedia.org/wiki/Aluminium. [Zugriff am 19 Juni 2018].
- [36] "Melting and Boiling Temperatures Evaporation and Melting Heats of common Materials," Engineering ToolBox, 2003. [Online]. Available: https://www.engineeringtoolbox.com/melting-boiling-temperaturesd_392.html. [Zugriff am 19 Juni 2018].
- [37] C. S. R. Nathala, A. Ajami, W. Husinsky, B. Farooq, S. I. Kudryashov, A. Daskalova, I. Bliznakova und A. Assion, "Ultrashort laser pulse ablation of copper, silicon and gelatin: effect of the pulse duration on the ablation thresholds and the incubation coefficients," Applied Physics A, Bd. 122, 2016.
- [38] A. Scharf, Kohärente Kontrolle der Frequenzkonversion zu ultrakurzen vakuum-ultravioletten Laserpulsen, Technische Universität Darmstadt, 2012.
- [39] R. Osellame, G. Cerullo und R. Ramponi, Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [40] M. Pfeiffer, F. Knebel und S. Weißmantel, "Grundlagenuntersuchungen an dielektrischen Materialien mittels ultrakurzer Laserpulse," in 10. Mittweidaer Lasertagung, Mittweida, 2017.
- [41] U. Fuchs, Fokussierung ultrakurzer Laserpulse, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2009.
- [42] A. Rosenfeld, D. Ashkenasi, E. E. B. Campbell, M. Lorenz, R. Stoian und H. Varel, "Material processing with femtosecond laser pulses," 1998.
- [43] L. Pabst, F. Ullmann, R. Ebert und H. Exner, "Selective rear side ablation of thin nickel-chromium-alloy films using ultrashort laser pulses," Applied Physics A, Bd. 124, 2018.
- [44] J. Byskov-Nielsen, J.-M. Savolainen, M. S. Christensen und P. Balling, "Ultrashort pulse laser ablation of metals: threshold fluence, incubation coefficient and ablation rates," Applied Physics A, Bd. 101, 2010.
- [45] G. Heise, M. Englmaier, C. Hellwig, T. Kuznicki, S. Sarrach und H. P. Huber, "Laser ablation of thin molybdenum films on transparent substrates at low fluences," Applied Physics A, Bd. 102, 2011.

Anlagen



z = 10 nm, N = 2





z = 30 nm, N = 2



A 1: Abtragsmorphologien unter Bestrahlung mit N = 1, 2, für verschiedene Fluenzen, Pulsdauern und Schichtdicken von 10 und 30 nm

z = 50 nm, τ_H = 200 fs





z = 50 nm, τ_H = 2 ps





z = 50 nm, τ_H = 5 ps

z = 50 nm, τ_H = 10 ps



A 2: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie der Schichtdicke von 50 nm für verschiedene Pulsanzahlen und Pulsdauern







z = 30 nm, τ_H = 2 ps





z = 30 nm, τ_H = 5 ps





A 3: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie der Schichtdicke von 30 nm für verschiedene Pulsanzahlen und Pulsdauern
z = 20 nm, τ_H = 200 fs





z = 20 nm, тн = 1 ps







z = 20 nm, τ_H = 5 ps

z = 20 nm, τ_H = 10 ps



A 4: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie der Schichtdicke von 20 nm für verschiedene Pulsanzahlen und Pulsdauern





z = 10 nm, τ_H = 200 fs





z = 10 nm, τ_H = 2 ps



10

0,1

1800 □ 1000x: D_{eff}² = 498,74 n(x 1600 o 100x: $D_{eff}^2 = 480,28 \ln(x)$ + 972,33 (i) 1400 ∆ 10x: D_{eff}² = 434,56in(x) + 829,82 * 2x: D_{eff}² = 417,3ln(x) + 693,8 1200 $D_{eff}{}^2$ in μm^2 ◊ 1x: D_{eff}² = 406,1ln(x) + 641,9 1000 800 600 400 200 0

z = 10 nm, тн = 5 ps

z = 10 nm, τ_H = 10 ps

1

Q in µJ



A 5: Quadrierter Abtragsdurchmesser als Funktion der applizierten Pulsenergie der Schichtdicke von 10 nm für verschiedene Pulsanzahlen und Pulsdauern

Lin	Lin	Lin	Lin	Lin	
TW/cm ²	O in u.l				
(200 fs)	(1 ps)	(2 ps)	(5 ps)	(10 ps)	α in μο
22.36	4.47	2.24	0.89	0.45	12.46
21 27	4 25	2 13	0.85	0.43	11 85
20.16	4 03	2 02	0.81	0.40	11 23
19.04	3.81	1.90	0.76	0.38	10.61
17.93	3.59	1,79	0.72	0.36	9,99
16.82	3,36	1.68	0.67	0.34	9.37
15.71	3,14	1.57	0.63	0.31	8.75
14.59	2.92	1.46	0.58	0.29	8.13
13.48	2.70	1.35	0.54	0.27	7.51
12.38	2.48	1.24	0.50	0.25	6.9
11.27	2.25	1.13	0.45	0.23	6.28
10.16	2.03	1.02	0.41	0.20	5.66
9,05	1,81	0.90	0.36	0,18	5,04
7,93	1,59	0,79	0,32	0,16	4,42
6,82	1,36	0.68	0,27	0,14	3.8
5,71	1,14	0.57	0.23	0,11	3,18
5,04	1,01	0.50	0.20	0,10	2,81
4,83	0,97	0,48	0,19	0,10	2,69
4,59	0,92	0,46	0,18	0,09	2,56
4,38	0,88	0,44	0,18	0,09	2,44
4,16	0,83	0,42	0,17	0,08	2,32
3,93	0,79	0,39	0,16	0,08	2,19
3,72	0,74	0,37	0,15	0,07	2,07
3,50	0,70	0,35	0,14	0,07	1,95
3,27	0,65	0,33	0,13	0,07	1,82
3,05	0,61	0,31	0,12	0,06	1,7
2,82	0,56	0,28	0,11	0,06	1,57
2,60	0,52	0,26	0,10	0,05	1,45
2,39	0,48	0,24	0,10	0,05	1,33
2,15	0,43	0,22	0,09	0,04	1,2
1,94	0,39	0,19	0,08	0,04	1,08
1,72	0,34	0,17	0,07	0,03	0,96
1,49	0,30	0,15	0,06	0,03	0,83
1,27	0,25	0,13	0,05	0,03	0,71
1,04	0,21	0,10	0,04	0,02	0,58
0,83	0,17	0,08	0,03	0,02	0,46

A 6: Berechnete Intensitäten als Funktion von Pulsenergie und Pulsdauer

P in MW	P in MW	P in MW	P in MW	P in MW	
(200 fs)	(1 ps)	(2 ps)	(5 ps)	(10 ps)	Q in µJ
54,89	10,98	5,49	2,20	1,10	12,46
52,20	10,44	5,22	2,09	1,04	11,85
49,47	9,89	4,95	1,98	0,99	11,23
46,74	9,35	4,67	1,87	0,93	10,61
44,01	8,80	4,40	1,76	0,88	9,99
41,28	8,26	4,13	1,65	0,83	9,37
38,55	7,71	3,85	1,54	0,77	8,75
35,81	7,16	3,58	1,43	0,72	8,13
33,08	6,62	3,31	1,32	0,66	7,51
30,40	6,08	3,04	1,22	0,61	6,9
27,67	5,53	2,77	1,11	0,55	6,28
24,93	4,99	2,49	1,00	0,50	5,66
22,20	4,44	2,22	0,89	0,44	5,04
19,47	3,89	1,95	0,78	0,39	4,42
16,74	3,35	1,67	0,67	0,33	3,8
14,01	2,80	1,40	0,56	0,28	3,18
12,38	2,48	1,24	0,50	0,25	2,81
11,85	2,37	1,19	0,47	0,24	2,69
11,28	2,26	1,13	0,45	0,23	2,56
10,75	2,15	1,07	0,43	0,21	2,44
10,22	2,04	1,02	0,41	0,20	2,32
9,65	1,93	0,96	0,39	0,19	2,19
9,12	1,82	0,91	0,36	0,18	2,07
8,59	1,72	0,86	0,34	0,17	1,95
8,02	1,60	0,80	0,32	0,16	1,82
7,49	1,50	0,75	0,30	0,15	1,7
6,92	1,38	0,69	0,28	0,14	1,57
6,39	1,28	0,64	0,26	0,13	1,45
5,86	1,17	0,59	0,23	0,12	1,33
5,29	1,06	0,53	0,21	0,11	1,2
4,76	0,95	0,48	0,19	0,10	1,08
4,23	0,85	0,42	0,17	0,08	0,96
3,66	0,73	0,37	0,15	0,07	0,83
3,13	0,63	0,31	0,13	0,06	0,71
2,56	0,51	0,26	0,10	0,05	0,58
2,03	0,41	0,20	0,08	0,04	0,46

A 7: Berechnete Leistung als Funktion von Pulsenergie und Pulsdauer

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Horst Exner sowie Frau Linda Pabst (M.Sc.) für die außerordentlich gute Betreuung dieser Masterarbeit.

Bei Frau Linda Pabst (M.Sc.) möchte ich mich gern für die fachliche Unterstützung und die anregenden Diskussionen bedanken. Außerdem danke ich ihr für die hilfreiche Kritik bei der schriftlichen Anfertigung dieser Arbeit.

Herrn Dipl-Phys. Robby Ebert danke ich für die Aufnahme in die Nachwuchsforschergruppe ULTRALAS. Diese ermöglichte es mir neben dem Studium Berufserfahrungen zu sammeln.

Weiterhin möchte ich mich bei der Arbeitsgruppe Professor Löschner/Professor Weißmantel für die Bereitstellung der Anlage sowie des Lasersystems bedanken.

Für die Unterstützung hinsichtlich der Analysetechnik (Atomkraft- und Laserscanningmikroskop) danke ich Herrn Falko Jahn (M.Sc.), sowie Herrn Peter Lickschat (M.Sc.).

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 10.07.2018

Tina Viertel