
MASTERARBEIT

Herr B.Sc.
Jonas Opitz

**Mikrostrukturierung von Alu-
minium mit ultrakurzen Laser-
pulsen unterschiedlicher Modi**

Mittweida, 2024

MASTERARBEIT

Mikrostrukturierung von Aluminium mit ultrakurzen Laserpulsen unterschiedlicher Modi

Autor:

Herr B.Sc.

Jonas Opitz

Studiengang:

Lasertechnik / Physikalische Technik

Seminargruppe:

LT21w1-M

Erstprüfer:

Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

Zweitprüfer:

Peter Lickschat, M.Sc.

Einreichung:

Mittweida, 14.06.2024

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2024

MASTERTHESIS

Microstructuring of aluminium with ultrashort laserpulses of different modes

author:

Mr. B.Sc.

Jonas Opitz

course of studies:

Lasertechnology / Physical technology

seminar group:

LT21w1-M

first examiner:

Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

second examiner:

Peter Lickschat, M.Sc.

submission:

Mittweida, 14.06.2024

defence/ evaluation:

Mittweida, 2024

Bibliografische Beschreibung:

Opitz, Jonas:

Mikrostrukturierung von Aluminium mit ultrakurzen Laserpulsen unterschiedlicher Modi. - 2024.

Seitenzahl Verzeichnisse: 13

Seitenzahl des Inhalts: 48

Seitenzahl der Anhänge: 2

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Ingenieurwissenschaften, Masterarbeit, 2024

Referat:

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Materialabtrag von Aluminium mittels ultrakurzer Laserpulse im Einzelpuls- und Burstmodus. Dabei werden für den Materialabtrag im Einzelpulsmodus materialspezifischen Kenngrößen wie die Ablationsschwelle H_{th} , die effektive Eindringtiefe der Energie δ_{eff} und der Inkubationsfaktor S bestimmt und deren Abhängigkeit von den Bearbeitungsparametern Fluenz H_0 , Pulsdauer τ_p und Laserpulsanzahl N untersucht. Ausgehend davon ist es möglich, einen Zusammenhang zwischen diesen Größen und der beim Materialabtrag erreichten Abtragseffizienz bzw. der entstandenen Oberflächenmorphologie herzustellen. Des Weiteren wird untersucht, wie sich die Bearbeitungsparameter Fluenz, Pulsdauer und Laserpulsanzahl pro Burst N_B auf den Materialabtrag im MHz- und GHz-Burstmodus auswirken.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vi
Abkürzungsverzeichnis	vii
1 Motivation	1
2 Stand der Technik	3
2.1 <i>Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen</i>	3
2.1.1 Energieeintrag und Zwei-Temperatur-Modell.....	3
2.1.2 Fluenzabhängige Ablationsregime	4
2.1.3 Effektive Eindringtiefe der Energie	5
2.1.4 Ablationsschwellenänderung durch Inkubation	5
2.1.5 Einflussfaktoren der Abtragseffizienz.....	7
2.1.6 Oberflächenstrukturen beim Abtrag mit UKP	8
2.1.7 Nutzung hoher mittlerer Laserleistungen	9
2.2 <i>Charakterisierung Burstmodus</i>	10
2.2.1 Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen	10
2.2.1.1 Abschirmung	11
2.2.1.2 Wärmeakkumulation.....	13
3 Versuchsbeschreibung.....	15
3.1 <i>Berechnungsgrundlagen</i>	15
3.1.1 Ablationsschwelle und kritische Pulsdauer	15
3.1.2 Inkubationsfaktor	16
3.1.3 Effektive Eindringtiefe der Energie	17
3.1.4 Abtragsvolumen Burst	17
3.1.5 Konfidenzintervall	18
3.2 <i>Lasieranlage</i>	18
3.3 <i>Bearbeitungsprinzip und Bearbeitungsparameter</i>	20
3.4 <i>Probenmaterial.....</i>	20
3.5 <i>Auswertetechnik.....</i>	21

4	Auswertung und Diskussion	23
4.1	<i>Einzelpulsabtrag</i>	23
4.1.1	Ablationsschwelle	23
4.1.2	Oberflächenstruktur	25
4.1.3	Abtragsvolumen und effektive Eindringtiefe der Energie	25
4.1.4	Abtragseffizienz	28
4.2	<i>Mehrfachpulsabtrag</i>	30
4.3	<i>Materialabtrag mittels Burstmodus</i>	31
4.3.1	MHz-Burstmodus	31
4.3.2	GHz-Burstmodus	39
4.3.3	Vergleich der Burstmodi	43
5	Zusammenfassung	47
Literaturverzeichnis		I
Selbstständigkeitserklärung		VII
Danksagung		IX

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Schematische Darstellung des Materialabtrags mittels ultrakurzer Laserpulse anhand des Zwei-Temperatur-Modells	4
Abbildung 2: Molekulardynamische Simulation der Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses ($\tau_p = 100$ fs) mit Materie (Aluminium) für drei verschiedene Fluenzen. Die Abszisse beschreibt die räumliche (Materialoberfläche bei $z = 0$) und die Ordinate die zeitliche Entwicklung des Prozesses. Die resultierenden Dichteunterschiede werden durch die Färbung repräsentiert [10].	5
Abbildung 3: Abhängigkeit des Abtragsdurchmessers von der Laserpulsanzahl	6
Abbildung 4: Abtragseffizienzen in Abhängigkeit von der normalisierten Fluenz [3].....	7
Abbildung 5: Beispielbild für LIPSS (links) [28] und CLP (rechts) [25] auf Stahl	9
Abbildung 6: Schematischer Vergleich zwischen Einzelpuls und Burstmodus.....	10
Abbildung 7: Schematische Darstellung der Energiebilanz beim Abtrag mit ultrakurzen Laserpulsen im Burstmodus [8]	11
Abbildung 8: Abtragstiefe in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand zwischen zwei Laserpulsen bei der Materialbearbeitung mit Doppelpulsen (rot: Referenztiefe für einen Einzelpuls mit doppelter Fluenz) [32]	12
Abbildung 9: Schattenfotografieaufnahmen für den zeitlichen Verlauf des Materialabtrags mit bis zu drei Laserpulsen [32]	12
Abbildung 10: Temperaturverlauf des Phononen- bzw. Elektronensystems für den Materialabtrag mit dem MHz-Burstmodus (oben), REM-Aufnahmen der entstandenen Oberflächen (unten) bei der Bearbeitung von Stahl mit $H_0 = 1,5$ J/cm ² und $\tau_p = 0,27$ ps [23].....	14
Abbildung 11: Abtragskrater- und Schmelzvolumen als Profildarstellung (links) und Mikroskopaufnahme (rechts)	18
Abbildung 12: Schematischer Aufbau der Laseranlage	19
Abbildung 13: Vermessenes Strahlprofil.....	19

Abbildung 14: Beispielbilder der mit Laser-Scanning-Mikroskop aufgenommenen Abtragskrater beim Einzelpulsabtrag für $\tau_p = 10$ ps	21
Abbildung 15: Quadratischer Abtragsdurchmesser D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Pulsdauer τ_p	23
Abbildung 16: Ablationsschwelle H_{th} in Abhängigkeit von der Pulsdauer τ_p und Literaturwerte aus [7].....	24
Abbildung 17: REM-Aufnahmen der beim Einzelpulsabtrag entstandenen Oberflächenstrukturen.....	25
Abbildung 18: Abtragsvolumina V in Abhängigkeit von der Fluenz H_0	26
Abbildung 19: Vergleich der experimentell bestimmten effektiven Eindringtiefe der Energie δ_{eff} mit Literaturwerten aus [7]	27
Abbildung 20: Abtragseffizienz AE in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Pulsdauer τ_p (links) und die optimale Fluenz H_{opt} in Abhängigkeit von der Pulsdauer τ_p (rechts).....	28
Abbildung 21: Quadratischer Abtragsdurchmesser D^2 in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N , Pulsdauer τ_p und Fluenz H_0	30
Abbildung 22: REM-Aufnahmen der Abtragskrater für $\tau_p = 10$ ps in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N und Fluenz H_0	31
Abbildung 23: Abtragskratervolumen V_K in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im MHz-Burstmodus.....	32
Abbildung 24: Schmelzvolumen V_S in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im MHz-Burstmodus.....	34
Abbildung 25: REM-Aufnahmen der Abtragskrater in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Laserpulsanzahl N_B für $\tau_p = 10$ ps	35
Abbildung 26: Burstvolumen V_B in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im MHz-Burstmodus.....	36
Abbildung 27: Abtragsvolumen pro Laserpuls V_p in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im MHz-Burstmodus	37
Abbildung 28: Abtragseffizienz AE in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im MHz-Burstmodus.....	38

Abbildung 29: Abtragskratervolumen V_K in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im GHz-Burstmodus	39
Abbildung 30: Schmelzvolumen V_S in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im GHz-Burstmodus	40
Abbildung 31: Burstvolumen V_B in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im GHz-Burstmodus	40
Abbildung 32: Abtragsvolumen pro Laserpuls V_p in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im GHz-Burstmodus	41
Abbildung 33: REM-Aufnahmen der Abtragskrater in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Laserpulsanzahl N_B für $\tau_p = 10$ ps.....	42
Abbildung 34: Abtragseffizienz AE in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm ² je Laserpuls im GHz-Burstmodus	43
Abbildung 35: Vergleich von Abtragskratervolumen V_K , Schmelzvolumen V_S , Burstvolumen V_B , Abtragseffizienz AE im MHz- und GHz-Burstmodus für $H_0 = 1,5$ J/cm ² und $\tau_p = 10$ ps.....	44
Abbildung 36: REM-Aufnahmen Abtragskrater für die Bearbeitung mit dem MHz- und GHz-Burstmodus mit $H_0 = 1,5$ J/cm ² und $N_B = 10$	45

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Bearbeitungsparameter	20
Tabelle 2: Materialeigenschaften Aluminium	20
Tabelle 3: Inkubationsfaktor S in Abhängigkeit von Fluenz H_0 und Pulsdauer τ_P	30

Abkürzungsverzeichnis

AE	Abtragseffizienz
α	Absorptionskoeffizient
c	Spezifische Wärmekapazität
C_e	Wärmekapazität Elektronensystem
C_{ph}	Wärmekapazität Phononensystem
D	Abtragsdurchmesser
δ_{ball}	Eindringtiefe der ballistischen Elektronen
δ_{diff}	Diffusionslänge der Elektronen
δ_{eff}	Effektive Eindringtiefe der Energie
δ_{opt}	Optische Eindringtiefe
δ	Standardabweichung
ΔH_V	Molare Verdampfungsenthalpie
f_P	Pulsfolgefrequenz
g	Elektron-Phonon-Kopplungskonstante
H_0	Spitzenfluenz
H_{opt}	Optimale Fluenz
H_{th}	Ablationsschwelle
κ	Extinktionskoeffizient
k_e	Wärmeleitfähigkeit Elektronensystem
KI	Konfidenzintervall
λ	Wellenlänge
λ_{th}	Thermische Leitfähigkeit
M	Molare Masse
N	Laserpulsanzahl
n	Brechungsindex
N_B	Laserpulsanzahl pro Burst
P_m	Mittlere Leistung
Q	Pulsenergie
Q_{th}	Schwellenpulsenergie
R	Reflexionsgrad
r	Abtragsradius
ρ	Dichte
S	Inkubationsfaktor
τ_{cr}	Kritische Pulsdauer
τ_{ep}	Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit
τ_P	Pulsdauer
t_B	Inter-Burst-Abstand
t_P	Intra-Burst-Abstand
T_e	Elektronensystemtemperatur
T_{ph}	Phononensystemtemperatur

T_S	Schmelzpunkt
V	Abtragsvolumen
V_B	Burstvolumen
V_K	Abtragskratervolumen
V_P	Abtragsvolumen pro Laserpuls
V_S	Schmelzvolumen
w_0	Strahlradius im Fokus
$\bar{x}$	Mittelwert
z	Konfidenzniveau

1 Motivation

Ziel dieser Arbeit ist es, die Ablation von Aluminium mittels ultrakurzer Laserpulse (UKP) mit Pulsdauern im Piko- bis Femtosekundenbereich zu untersuchen. So wird mit Hilfe der ermittelten Abtragsdurchmesser D bei der Bearbeitung im Einzelpulsmodus die Ablationsschwelle H_{th} bestimmt. Diese materialspezifische Kenngröße gibt an, ab welcher Fluenz H_0 ein Materialabtrag erfolgt. Treffen mehrere Laserpulse auf die gleiche Stelle, so ändert sich der Abtragsdurchmesser mit zunehmender Laserpulsanzahl aufgrund einer Erhöhung der Oberflächenrauheit und einer daraus resultierenden Änderung der Absorptionseigenschaften der Oberfläche. Dieses Phänomen wird in der Literatur als Inkubation bezeichnet und beschreibt die Abhängigkeit der Ablationsschwelle von der Laserpulsanzahl N [1]. Mit dem Abtragsdurchmesser in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl kann der materialspezifische Inkubationsfaktor S bestimmt werden, welcher angibt, wie stark die Inkubation ausgeprägt ist. Auf Grundlage der gemessenen Abtragsvolumina V der erzeugten Abtragskrater ist es möglich, die effektive Eindringtiefe der Energie δ_{eff} zu ermitteln. Sie ist eine weitere materialspezifische Kenngröße, die Auskunft darüber gibt, wie tief die absorbierte Energie in das Materialinnere eindringt [2]. Im Rahmen der Untersuchungen wird analysiert, inwiefern die Pulsdauer τ_p die Ablationsschwelle, die effektive Eindringtiefe der Energie und den Inkubationsfaktor beeinflusst. Neben dem Einzelpulsabtrag wird auch mit dem Burstmodus Material abgetragen. Dabei wird die Energie eines einzelnen Laserpulses auf mehrere Laserpulse innerhalb eines Bursts aufgeteilt. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Laserpulsen im Burst liegt für den MHz-Burstmodus im Bereich von einigen 10 ns und für den GHz-Burstmodus bei einigen 100 ps [3]. Aufgrund der kurzen zeitlichen Pulsabstände kann es dazu kommen, dass die Folgepulse durch die zuvor entstandene Ablationswolke abgeschirmt werden und somit nicht zum Materialabtrag beitragen. Ein weiterer Effekt ist die Akkumulation von Restwärme im Material, die mit zunehmender Anzahl von Laserpulsen zu einem sukzessiven Temperaturanstieg führt. Für beide Burstmodi wird untersucht, inwiefern sich eine Variation der Laserpulsanzahl pro Burst N_B , der Fluenz pro Laserpuls und der Pulsdauer auf den Materialabtrag auswirkt. Auf Basis vom abgetragenen Materialvolumen und den mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) gemachten Aufnahmen der Abtragskrater ist es möglich Aussagen darüber zu treffen, wie stark die Abschirmung und Wärmeakkumulation durch die Bearbeitungsparameter und den verwendeten Burstmodus beeinflusst werden.

2 Stand der Technik

2.1 Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen

2.1.1 Energieeintrag und Zwei-Temperatur-Modell

Der Energieeintrag bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen kann nicht mehr über die klassische Wärmeleitung beschreiben werden, da in diesem Fall davon ausgegangen wird, dass eine Temperatur den Erwärmungsprozess des Gesamtsystems vollständig charakterisiert [4]. Zur Erklärung der Laser-Materie-Wechselwirkung mit ultrakurzen Laserpulsen ist eine Differenzierung zwischen den beiden Subsystemen Elektronen- und Phononensystem mit den dazugehörigen Temperaturen erforderlich. Zwei eindimensionale Wärmeleitungsgleichungen beschreiben die zeitliche und räumliche Entwicklung des Elektronensystems T_e und des Phononensystems T_{ph} und bilden die Grundlage des Zwei-Temperatur-Modells [5].

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(k_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - g(T_e - T_{ph}) + S(t) \quad (1)$$

$$C_{ph} \frac{\partial T_{ph}}{\partial t} = g(T_e - T_{ph}) \quad (2)$$

Dabei sind C_e und C_{ph} die Wärmekapazitäten des Elektronen- bzw. Phononensystems, $S(t)$ der Quellterm der Laserstrahlung, g die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante und k_e die Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems [5]. Da die Wärmeleitung innerhalb des Phononensystems auf einer viel größeren Zeitbasis als im Elektronensystem stattfindet, wird diese im Modell vernachlässigt [6]. In Abbildung 1 ist ein schematischer Ablauf der Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses mit Materie dargestellt. Vor dem Auftreffen des Laserpulses befinden sich beide Systeme bei einer Ausgangstemperatur T_0 im thermischen Gleichgewicht (I) [7]. Anschließend wird die Energie des Laserpulses durch die freien Elektronen des Elektronensystems absorbiert, wodurch dessen Temperatur ansteigt (II). Durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung thermalisiert sich das Elektronensystem in einem Zeitbereich von einigen 10 fs bis einigen 100 fs und gibt seine Energie durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung an das Phononensystem ab, bis sich beide Systeme im thermischen Gleichgewicht befinden (III) [8]. Die materialabhängige Zeit, nach der dieses Gleichgewicht erreicht ist, nennt sich Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit τ_{ep} und kann mit Gleichung (3) berechnet werden.

$$\tau_{ep} = \frac{C_e}{g} \quad (3)$$

Durch die Wechselwirkung steigt die Temperatur des Phononensystems und Material wird abgetragen (IV) [7].

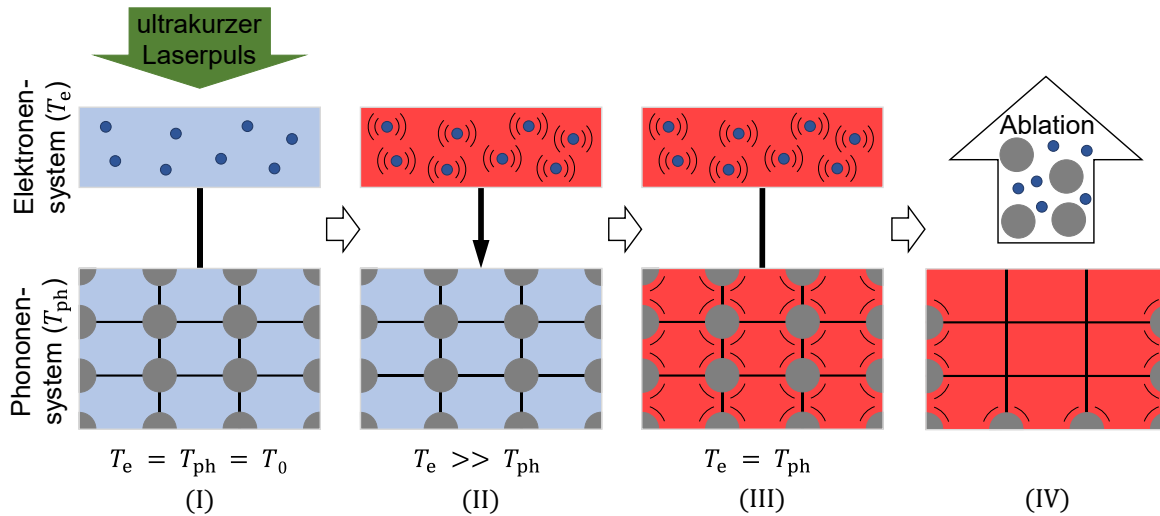


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Materialabtrags mittels ultrakurzer Laserpulse anhand des Zwei-Temperatur-Modells

2.1.2 Fluenzabhängige Ablationsregime

Bei Metallen erfolgt die Erwärmung des Phononensystems auf viel kürzeren Zeitskalen als dessen mechanische Ausdehnung. Für diesen Fall erwärmt sich das Material nahezu isochor, woraus hohe Druckspannungen resultieren. In der Literatur wird dieser Zustand als „*stress confinement*“ bezeichnet [7]. Diese Spannungen führen anschließend zur Deformation der Materialoberfläche und einer Schockwelle, die sich in das Materialinnere bewegt [8]. Ein wichtiger Einflussfaktor für den Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen ist die Fluenz H_0 . Die Ablationsschwelle H_{th} ist dabei die minimale Fluenz, ab der ein Materialabtrag erfolgt [1]. Sie hängt von den Laserparametern wie z. B. der Pulsdauer τ_p oder der Wellenlänge λ und den Materialkenngrößen ab [9]. In Abhängigkeit von H_{th} wird in drei Fluenz- bzw. Ablationsregime unterschieden. Für Fluenzen unterhalb der Ablationsschwelle ($H_0 < H_{th}$) erfolgt kein Materialabtrag. Das Material wird lediglich erwärmt und anschließend aufgeschmolzen, was zur Entstehung eines dünnen Schmelzfilms führt (Abbildung 2 links). Innerhalb des Materials entwickelt sich eine Schockwelle (*shock wave* SW), die sich mit annähernder Schallgeschwindigkeit im Material ausbreitet und dieses komprimiert [10]. Ihr folgt eine Verdünnungswelle (*rarefaction wave* RW), die zu einer Ausdehnung und somit zu einer Dichteabnahme des Materials führt [3]. In einem Fluenzbereich von $H_{th} < H_0 < 10 \cdot H_{th}$ steigt die Dicke des Schmelzfilms an (Abbildung 2 Mitte). Mit der höheren Fluenz geht eine Intensitätszunahme der Schock- und Verdünnungswelle einher, wodurch geschmolzene Materialanteile abgetragen werden und sich mit einer Geschwindigkeit von mehreren 100 m/s von der Oberfläche entfernen [3]. Dieser Materialabtrag wird photomechanische Ablation oder auch Spallation genannt [8]. Überschreitet die Fluenz das Zehnfache der Ablationsschwelle (Abbildung 2 rechts), so kommt es zur Phasenexplosion

[7]. Dabei wird das Material auf bis zu 90 % der kritischen Temperatur erhitzt und es entsteht eine metastabile, überhitzte, flüssige Phase, die explosionsartig verdampft und Material in Form von Dampf und größeren Clustern aus der Interaktionszone befördert [8].

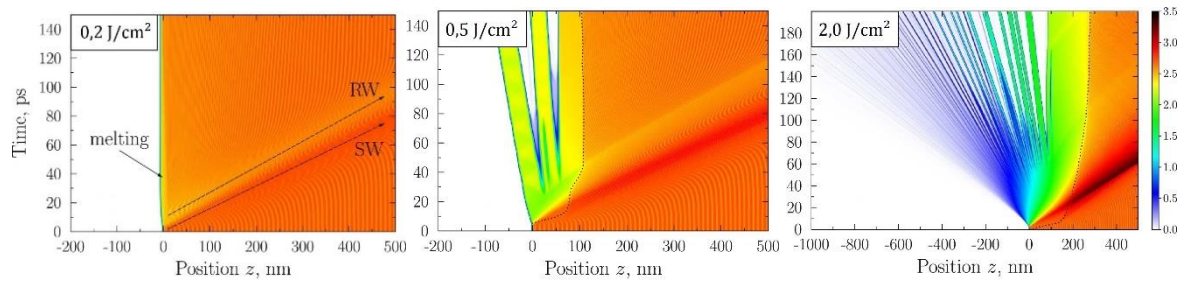


Abbildung 2: Molekulardynamische Simulation der Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses ($\tau_p = 100$ fs) mit Materie (Aluminium) für drei verschiedene Fluenzen. Die Abszisse beschreibt die räumliche (Materialoberfläche bei $z = 0$) und die Ordinate die zeitliche Entwicklung des Prozesses. Die resultierenden Dichteunterschiede werden durch die Färbung repräsentiert [10].

2.1.3 Effektive Eindringtiefe der Energie

Bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen dringt die absorbierte Energie tiefer in das Material ein, als es die optische Eindringtiefe δ_{opt} nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz vorgibt. Grund dafür sind die ballistische Bewegung und Diffusion der heißen Elektronen [2]. Eine wichtige Kenngröße die angibt, wie tief die Energie in das Material eindringt, ist die effektive Eindringtiefe der Energie δ_{eff} . Sie setzt sich aus der optischen Eindringtiefe, der Eindringtiefe der ballistischen Elektronen δ_{ball} und der thermischen Diffusionslänge der heißen Elektronen δ_{diff} zusammen [11].

$$\delta_{\text{eff}}(T_e) = \delta_{\text{opt}}(T_e) + \delta_{\text{ball}}(T_e) + \delta_{\text{diff}}(T_e) \quad (4)$$

Alle in Gleichung (4) befindlichen Größen werden durch die Temperatur der Elektronensystems beeinflusst. Diese ist wiederum abhängig von der Fluenz und Pulsdauer, wobei gilt, dass mit steigender Fluenz und kürzer werdender Pulsdauer die Elektronensystemtemperatur zunimmt [12]. Die effektive Eindringtiefe der Energie ist somit pulsdauer- und fluenzabhängig [2].

2.1.4 Ablationsschwellenänderung durch Inkubation

Trifft ein Laserpuls mit einer gaußförmigen Fluenzverteilung auf eine Oberfläche, so trägt dieser im Bereich, in dem die materialspezifische Ablationsschwelle überschritten wird, Material ab. In den Randbereichen wird die Oberfläche durch die Formation von laserinduzierten periodischen Oberflächenstrukturen (siehe Kapitel 2.1.6) lediglich aufgeraut, wodurch sich die Absorptionseigenschaften in diesen Bereich ändern [13]. Bei der wiederholten Bestrahlung des Flächenelements trägt der Laserpuls nun auch in den aufgerauten

Randbereichen Material ab. Dies hat zur Folge, dass der Abtragsdurchmesser D zunimmt. Da die Fluenz jedoch konstant bleibt bedeutet das wiederum, dass aufgrund der Vergrößerung des Abtragsdurchmessers die Ablationsschwelle sinken muss. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3 dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass der Abtragsdurchmesser aufgrund der Abnahme der Ablationsschwelle mit steigender Laserpulsanzahl zunimmt [14].

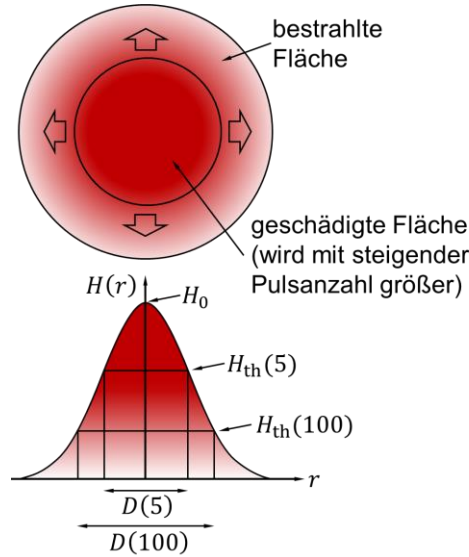


Abbildung 3: Abhängigkeit des Abtragsdurchmessers von der Laserpulsanzahl

Die Änderung der Ablationsschwelle in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl wird als Inkubation bezeichnet. Der folgende funktionale Zusammenhang beschreibt die Abhängigkeit zwischen der Ablationsschwelle des N -ten Laserpulses $H_{th}(N)$ im Vergleich zur Ablationsschwelle eines Einzelpulses $H_{th}(1)$ [15].

$$H_{th}(N) = H_{th}(1) N^{S-1} \quad (5)$$

Der materialspezifische Inkubationsfaktor S gibt dabei die Art der Inkubation an. Für $0 < S < 1$ nimmt die Ablationsschwelle mit der Laserpulsanzahl ab und im Fall von $S = 1$ hat die Anzahl der Laserpulse keinen Einfluss auf die Ablationsschwelle des Materials [16]. Gleichung (5) ist unter der Annahme kleiner Laserpulsanzahlen noch hinreichend genau. Für eine unendliche Anzahl an Laserpulsen strebt nach dieser Gleichung die Ablationsschwelle jedoch gegen Null, was physikalisch nicht möglich ist [17]. Demzufolge muss mit Gleichung (6) ein alternatives Modell angewendet werden, welches die Ablationsschwelle für eine unendliche Anzahl an Laserpulsen $H_{th}(\infty)$ berücksichtigt [18].

$$H_{th}(N) = H_{th}(\infty) + (H_{th}(1) - H_{th}(\infty)) e^{-S(N-1)} \quad (6)$$

2.1.5 Einflussfaktoren der Abtragseffizienz

Ein wichtige Kenngröße zur Charakterisierung des Materialabtrags ist die Abtragseffizienz AE . Sie gibt an wieviel Materialvolumen V je eingesetzter Pulsenergie Q abgetragen wird. Im Fall einer gaußförmigen Fluenzverteilung besteht in Abhängigkeit von der Fluenz folgender funktionaler Zusammenhang [19].

$$AE = \frac{V}{Q} = \frac{\delta_{\text{eff}} \ln^2 \left(\frac{H_0}{H_{\text{th}}} \right)}{2H_0} \quad (7)$$

In Abbildung 4 sind Abtragseffizienzen verschiedener Materialien und Pulsdauern in Abhängigkeit von der normalisierten Fluenz, dem Verhältnis zwischen der Fluenz des Laserpulses und der Ablationsschelle des Materials (H_0/H_{th}), dargestellt. Bei einer Betrachtung der Abtragseffizienzen für die Materialien Stahl und Kupfer lässt sich feststellen, dass für beide Metalle die Abtragseffizienz für die kürzere Pulsdauer größer ist. Dieser Zusammenhang ist auf den Einfluss der effektiven Eindringtiefe der Energie zurückzuführen. Diese ist, wie in Kapitel 2.1.3 erwähnt, abhängig von der Pulsdauer und steigt im Fall von Kupfer und Stahl mit kleiner werdender Pulsdauer an [7; 20]. Das bedeutet wiederum, dass die erwärmten Elektronen tiefer in das Material diffundieren und so ein größeres Materialvolumen erwärmen, was wiederum zur Steigerung der Abtragseffizienz führt [2].

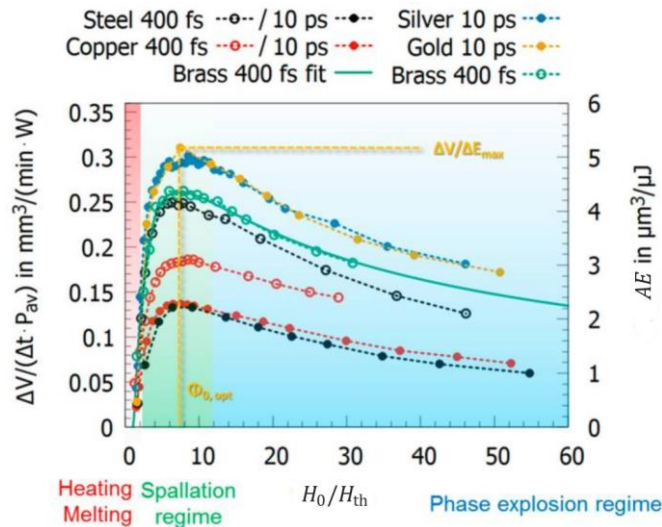


Abbildung 4: Abtragseffizienzen in Abhängigkeit von der normalisierten Fluenz [3]

Betrachtet man die Abtragseffizienz in Abhängigkeit von der Fluenz, so ist zu erkennen, dass diese im Bereich des Erwärmungsregimes null ist, da in diesem Bereich kein Materialabtrag erfolgt. Im Spallationsregime steigt die Abtragseffizienz immer weiter an, bis ein Maximum bei der optimalen Fluenz H_{opt} erreicht ist. Diese kann mit Gleichung (7) durch das Bilden der ersten Ableitung nach H_0 und einer anschließenden Nullpunktberechnung bestimmt werden. Die Abtragseffizienz ist somit für Metalle, unter Voraussetzung einer gaußförmigen Fluenzverteilung, bei einer optimalen Fluenz H_{opt} maximal [19; 21; 22].

$$H_{\text{opt}} = e^2 H_{\text{th}} \approx 7,4 \cdot H_{\text{th}} \quad (8)$$

Der effizienteste Materialabtrag erfolgt demnach immer im Spallationsregime. Bei einer weiteren Erhöhung der Fluenz bis ins Phasenexplosionsregime limitieren Energieverluste durch Ionisation und Wärmeleitung die Abtragseffizienz [3]. Bei der Mehrfachpulsbearbeitung wird die Abtragseffizienz zudem durch die Inkubation beeinflusst. Durch die Abnahme der Ablationsschwelle verschiebt sich die optimale Fluenz hin zu kleineren Fluenzen. Resultierend daraus kann sich die Abtragseffizienz mit steigender Laserpulsanzahl bei einer konstanten Fluenz ändern [2].

2.1.6 Oberflächenstrukturen beim Abtrag mit UKP

Die Bearbeitung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen wird durch die Entstehung von Mikrostrukturen auf der Materialoberfläche begleitet, welche die Oberflächenrauheit maßgeblich beeinflussen [14]. Ein Beispiel für solche Mikrostrukturen sind die in Kapitel 2.1.4 erwähnten laserinduzierten periodischen Oberflächenstrukturen (*laser-induced periodic surface structures* Abk.: LIPSS) die bei der Bearbeitung mit Fluenzen nahe der Ablationsschwelle entstehen (Abbildung 5 links) [23]. In Abhängigkeit von der Periodizität der Strukturen wird zwischen *low-spatial-frequency-LIPSS* (LSFL) und *high-spatial-frequency-LIPSS* (HSFL) unterschieden [24]. LSFL sind senkrecht zur Polarisationsrichtung der Laserstrahlung ausgerichtet und ihre periodische Strukturgröße liegt im Größenbereich der Laserwellenlänge. Sie entstehen, wenn die einfallende Laserstrahlung durch Oberflächendefekte teilweise tangential zur Materialoberfläche gestreut wird. Aufgrund von Interferenz mit der senkrecht einfallenden Laserstrahlung entstehen sich räumlich periodisch ändernde Intensitätsunterschiede, welche sich auf das Material übertragen [14; 25]. HSFL entstehen primär bei der Bearbeitung mit Laserpulsen im Femtosekundenbereich. Ihre Entstehungsursache ist jedoch nicht endgültig geklärt. Mögliche Gründe sind die Erzeugung einer zweiten Harmonischen, Interferenz mit Oberflächenplasmonen-Polaritonen oder Selbstorganisation [26]. Sie sind parallel zur Polarisationsrichtung ausgerichtet und ihre periodische Größe ist wesentlich kleiner als die Laserwellenlänge. Weitere typische Oberflächenstrukturen sind die in Abbildung 5 rechts dargestellten kegelförmigen Erhebungen (*cone-like protrusions* Abk.: CLP). Sie entstehen aus LSFL durch mehrmaliges Bestrahlen desselben Flächenelements bei hohen Fluenzen. Die Eigenschaften der Oberfläche werden durch die zuvor entstandenen LSFL so verändert, dass Bereiche mit unterschiedlichem Absorptionsgrad entstehen. Dies führt dazu, dass die Oberfläche teilweise aufschmilzt und sich CLP bilden [25]. Durch wiederholtes Bestrahlen der CLP prägen sich diese noch stärker aus, da aufgrund von Selbstmaskierung die einfallende Laserstrahlung so in der Struktur reflektiert wird, dass nur an bestimmten Stellen selektiv Material abgetragen wird [27]. Daraus resultiert wiederum ein weiterer Anstieg der Oberflächenrauheit.

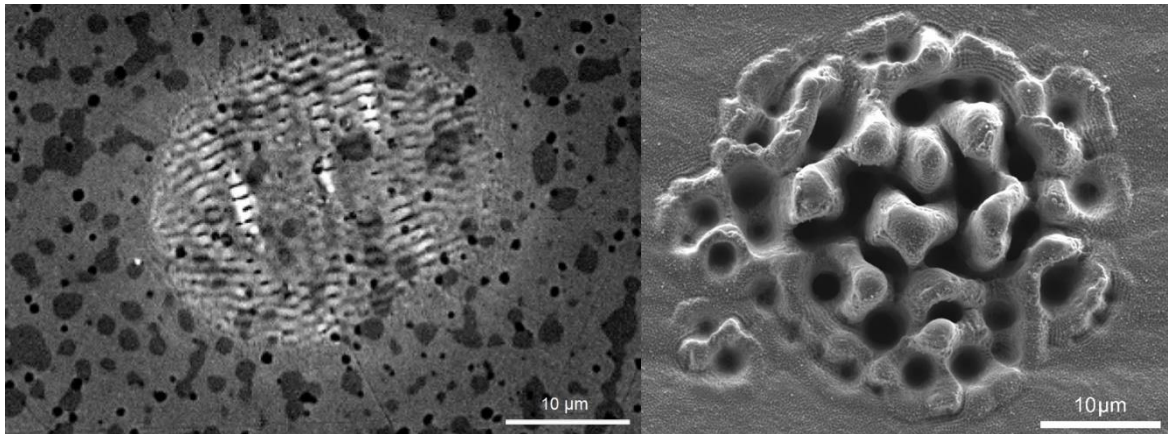


Abbildung 5: Beispielbild für LIPSS (links) [28] und CLP (rechts) [25] auf Stahl

2.1.7 Nutzung hoher mittlerer Laserleistungen

Aktuell verfügbare Ultrakurzpulslaseranlagen besitzen mittlere Leistungen P_m mit bis zu einigen 100 W [8]. Jedoch kommt man aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse aus den vorherigen Kapiteln zu dem Schluss, dass eine Bearbeitung bei niedrigen Fluenzen im Hinblick auf eine hohe Oberflächenqualität und Abtragseffizienz vorteilhaft ist. Soll der Materialabtrag bei einer niedrigen Fluenz und maximal verfügbarer mittlerer Leistung der Laseranlage erfolgen, so muss nach Gleichung (9) entweder der Strahlradius im Fokus w_0 vergrößert oder die Pulsfolgefrequenz f_p erhöht werden.

$$H_0 = \frac{2 Q}{\pi w_0^2} = \frac{2 P_m}{\pi w_0^2 f_p} \quad (9)$$

Ein größerer Fokusradius führt zwangsläufig zu Einbußen in der minimal möglichen erzeugbaren Strukturgröße und ist somit für die Mikrobearbeitung nicht relevant. Eine höhere Pulsfolgefrequenz stellt größere Anforderungen an die Strahlführungssysteme der Laseranlage. Im Falle eines konstanten geometrischen Abstandes zweier Laserpulse auf der Materialoberfläche muss die Verfahrensgeschwindigkeit des Lasers bei einer Erhöhung der Pulsfolgefrequenz ebenfalls steigen. Herkömmliche Galvanometerscanner stoßen hier sehr schnell an ihre technisch möglichen Grenzen von einigen Metern pro Sekunde, weswegen alternative und schnellere Ablenkmöglichkeiten gefordert sind. An dieser Stelle bieten sich Polygonscanner an, welche den Strahl durch rotierende Spiegel ablenken und so Geschwindigkeiten bis hin zur Schallgeschwindigkeit erreichen, wodurch mittlere Leistungen bis zu 100 W sinnvoll nutzbar sind. Die Einschränkung besteht jedoch darin, dass sich Polygonscanner hauptsächlich für den großflächigen Materialabtrag eignen. Bei der Bearbeitung kleiner Flächen treten aufgrund der hohen Scangeschwindigkeit in Kombination mit einer großen Pulsfolgefrequenz Effekte auf, die sich nachteilig auf den Materialabtrag auswirken [13]. Eine weitere Möglichkeit, die vollständige Laserleistung zu nutzen, besteht in der Multispotbearbeitung. Der Vorteil dieser Methode ist, dass trotz niedriger Pulsfolgefrequenzen keine hohen Ablenkgeschwindigkeiten nötig sind, da mit Hilfe von diffraktiven optischen Elementen (DOE) der Laserstrahl in eine beliebige Anzahl von Teilstrahlen aufgeteilt

wird. DOE sind Phasengitter bzw. Amplitudengitter, die durch ihre mikrostrukturierte Oberfläche eine bestimmte Deformation der Wellenfront hervorrufen und so z. B. einen Strahl in mehrere Teilstrahlen aufteilen oder sein Intensitätsprofil ändern [29]. So können gleichzeitig mehrere identische Strukturen erzeugt werden. Räumliche Lichtmodulatoren (*Spatial light modulators* SLM) sind eine spezielle Form von DOE und zeichnen sich dadurch aus, dass im Vergleich zu herkömmlichen DOE die Anzahl der Teilstrahlen und deren Intensitätsverteilung dynamisch geändert werden kann [13]. Beide Methoden besitzen jedoch Nachteile hinsichtlich der Beugungseffizienz und der Möglichkeit, dreidimensionale Strukturen zu bearbeiten [8]. Zudem sind sie nicht von Relevanz, wenn der Materialabtrag nur an einer Stelle erfolgen soll. Eine weitere Möglichkeit die maximale Laserleistung auszunutzen bietet der Burstmodus, welcher im folgenden Kapitel beschrieben wird.

2.2 Charakterisierung Burstmodus

Der Burstmodus ermöglicht es trotz niedriger Fluenzen die maximal verfügbare Laserleistung zu nutzen [3]. Dabei wird die Pulsenergie eines Einzelpulses auf mehrere Laserpulse innerhalb eines Bursts aufgeteilt (Abbildung 6). Zeitlich ist der Burst durch den Inter-Burst-Abstand t_B , der Zeit zwischen zwei Bursts, und den Intra-Burst-Abstand t_P , der Zeit zwischen zwei Laserpulsen innerhalb des Bursts, charakterisiert. Je nachdem wie groß der Intra-Burst-Abstand ist, bezeichnet man den Burst als MHz-Burst, mit t_P im Bereich von einigen 10 ns oder als GHz-Burst mit t_P von einigen 100 ps [3]. Der Vorteil bei der Materialbearbeitung besteht darin, dass durch die Aufteilung der Pulsenergie, die Fluenz näher an der optimalen Fluenz des Materials liegt und somit der Materialabtrag effizienter ist [30].

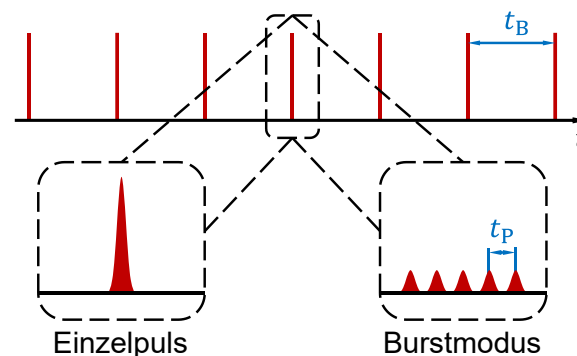


Abbildung 6: Schematischer Vergleich zwischen Einzelpuls und Burstmodus

2.2.1 Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen

Um auftretende Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen zu erklären, ist es hilfreich, die in Abbildung 7 dargestellte Energiebilanz beim Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen zu betrachten.

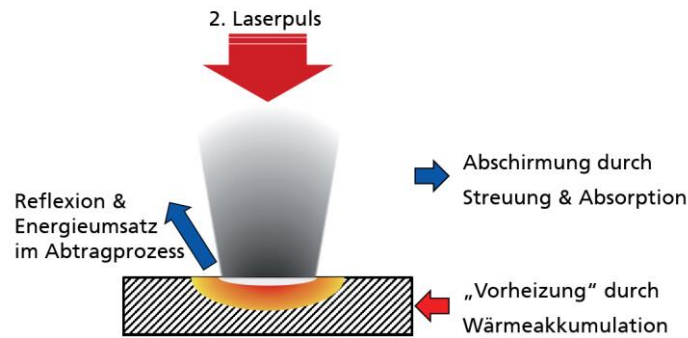


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Energiebilanz beim Abtrag mit ultrakurzen Laserpulsen im Burstmodus [8]

Trifft ein Laserpuls auf das Material, so wird ein Anteil der Pulsenergie an der Materialoberfläche reflektiert. Der übrige Anteil steht für den Materialabtrag zur Verfügung. Ein Materialabtrag findet nur in den Bereichen statt, in denen die Fluenz die materialspezifische Ablationsschwelle der gaußförmigen Fluenzverteilung überschreitet. In die Tiefe erfolgt ein Materialabtrag nur bis zu dem Punkt, an dem die Fluenz nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz auf den Wert der Ablationsschwelle abgefallen ist. Die restliche nicht beim Materialabtrag umgesetzte Energie unterhalb der Ablationsschwelle verbleibt als Restwärme im Material [8]. Wird nun ein zweiter Laserpuls emittiert, so kann dieser in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand zum ersten Laserpuls durch Streuung und Absorption an der durch den ersten Laserpuls erzeugten Ablationswolke bzw. dem entstandenen Plasma ganz oder zum Teil abgeschirmt werden [31]. Dabei trägt wiederum nur der nicht abgeschirmte Anteil des Laserpulses zum Materialabtrag bei. Wie auch beim ersten Laserpuls wird hier ein Teil der Energie reflektiert bzw. verbleibt als Restwärme im Material. Im Folgenden werden die Abschirmung und die Akkumulation der Restwärme genauer betrachtet.

2.2.1.1 Abschirmung

Der Materialabtrag mit mehreren Laserpulsen wird maßgeblich durch den zeitlichen Abstand zwischen zwei Laserpulsen beeinflusst. Zur Erklärung ist in Abbildung 8 ein Zusammenhang zwischen der Abtragstiefe und dem zeitlichen Laserpulsabstand zweier Laserpulse dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für einen Abstand bis zu einigen Pikosekunden mit zwei Laserpulsen genauso viel Material abgetragen wird wie mit einem Einzelpuls der doppelten Fluenz. Da sich auch die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit für viele Metalle in dieser Größenordnung befindet, wird die Energie erst nach dem Auftreffen des zweiten Laserpulses vom Elektronen- an das Phononensystem übertragen. Der zeitliche Pulsabstand hat somit keinerlei Einfluss auf den Materialabtrag. Für Zeitabstände von einigen 10 ps sinkt die Abtragstiefe stetig, da die Verdünnungswelle, erzeugt durch den ersten Laserpuls, mit der Schockwelle, hervorgerufen durch den zweiten Laserpuls, interferiert. Die Folge ist eine Abschwächung der Verdünnungswelle, wodurch weniger bzw. gar kein Material abgetragen wird. [3].

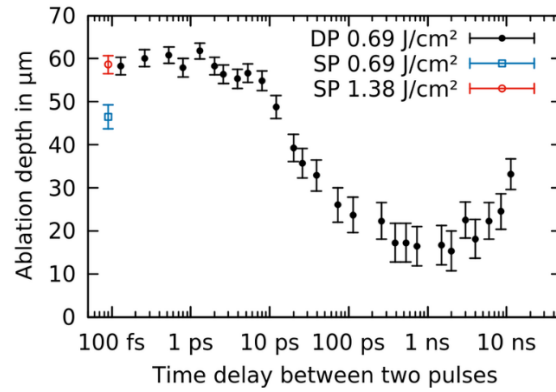


Abbildung 8: Abtragstiefe in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand zwischen zwei Laserpulsen bei der Materialbearbeitung mit Doppelpulsen (rot: Referenztiefe für einen Einzelpuls mit doppelter Fluenz) [32]

Das Minimum der Abtragstiefe für einen zeitlichen Abstand zwischen einigen 100 ps und einigen ns lässt sich auf eine starke Abschirmung durch die Ablationswolke zurückführen. Genauere Erkenntnisse über Wechselwirkung des Folgepulses mit der Ablationswolke lassen sich mit den in Abbildung 9 aufgeführten Schattenfotografieaufnahmen gewinnen. In der Abbildung ist die zeitliche Entwicklung des Materialabtrags mit bis zu drei Laserpulsen bei einem zeitlichen Pulsabstand von 12,2 ns dargestellt.

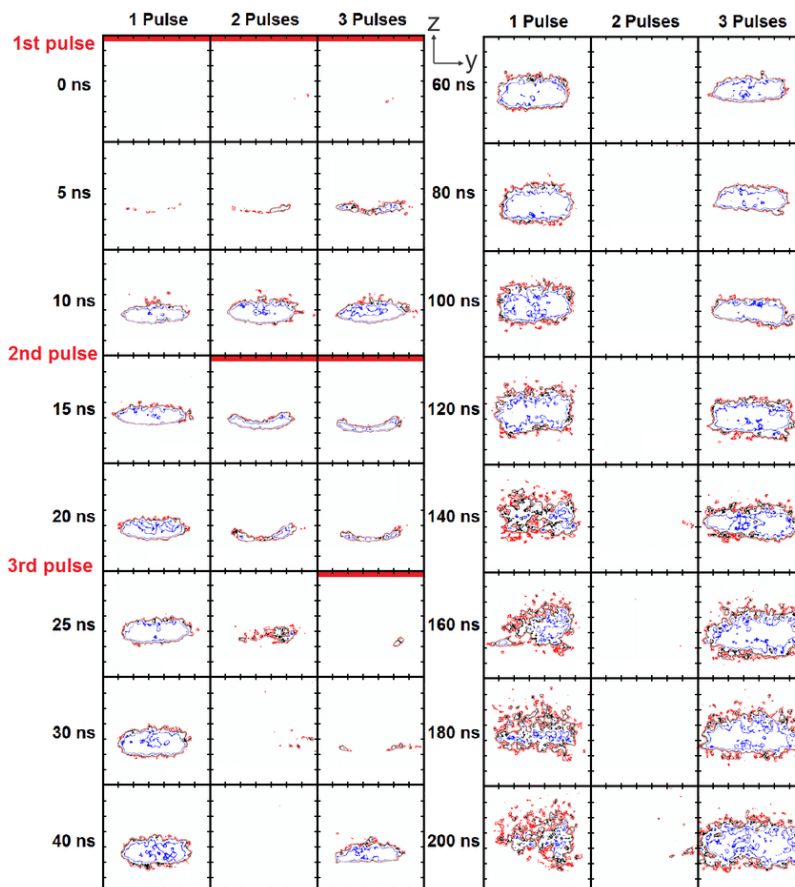


Abbildung 9: Schattenfotografieaufnahmen für den zeitlichen Verlauf des Materialabtrags mit bis zu drei Laserpulsen [32]

Es ist zu erkennen, dass sich 5 ns nach dem Auftreffen des ersten Laserpulses eine Ablationswolke bildet. Für den Abtrag mit einem Laserpuls (linke Spalte) dehnt diese sich immer weiter aus und löst sich allmählich auf. Wird hingegen nach 12,2 ns ein zweiter Laserpuls emittiert (mittlere Spalte), so ist bei 15 ns eine Wechselwirkung mit der Ablationswolke des ersten Laserpulses zu erkennen. Dadurch entsteht auf der Oberseite der Ablationswolke ein Plasma, welches durch die resultierende Druckerhöhung die Ablationswolke zurück zur Materialoberfläche drückt. Daraufhin lagern sich Materialanteile auf der Oberfläche ab, wodurch die Abtragstiefe abnimmt [32]. Wird nun ein dritter Laserpuls (rechte Spalte) emittiert, so trägt dieser wiederum Material ab und erzeugt eine weitere Ablationswolke. Der gesteigerte Abtrag im Vergleich zum zweiten Laserpuls ist darauf zurückzuführen, dass die Dichte der ersten Ablationswolke durch die Wechselwirkung mit dem zweiten Laserpuls abnimmt und somit die Abschirmung des dritten Laserpulses weniger stark ausgeprägt ist. In den Quellen [23; 33–36] wurde der Materialabtrag von Kupfer, Edelstahl, Wolframcarbid, Silizium und einer Kobalt-Chrom-Molybdän Legierung mit bis zu zehn Laserpulsen im MHz-Burstmodus untersucht. Dabei wurde für alle Materialien festgestellt, dass die Abschirmung der Folgepulse einen großen Einfluss auf den Materialabtrag haben. Demnach ist die Abschirmung umso ausgeprägter, je größer Fluenz und die damit verbundene Größe der Ablationswolke ist. Das führte im Fall von großen Fluenzen dazu, dass mehrere Laserpulse von der Ablationswolke absorbiert werden, ehe die Dichte der Ablationswolke gering genug ist, dass die Folgepulse wieder Material abtragen können. Für kleine Fluenzen ist die Ablationswolke kleiner und damit auch die Abschirmung weniger stark ausgeprägt.

Eine weitere Vergrößerung des zeitlichen Pulsabstandes führt wieder zum Anstieg der Abtragstiefe, da die Ablationswolke mehr Zeit hat sich auszubreiten. Aufgrund der damit verbundenen Dichteabnahme der Ablationswolke ist die Abschirmung des Folgepulses weniger stark ausgeprägt [3].

2.2.1.2 Wärmeakkumulation

Der kurze zeitliche Abstand zwischen zwei Laserpulsen führt dazu, dass der Folgepuls auf das Material trifft, noch bevor die Restwärme durch Wärmeleitprozesse ins Materialinnere abgeführt werden kann. In der Folge steigt die akkumulierte Restwärme und die damit verbundene Temperatur in der Interaktionszone an [31]. Je mehr Laserpulse auf das Material treffen, desto höher ist die Temperatur in der Interaktionszone. Das kann so weit führen, dass die materialspezifische Schmelztemperatur überschritten wird und sich daraufhin eine Schmelze ausbildet. Diese kann zum einen die Oberflächenqualität durch einen dünnen oberflächlichen Schmelzfilm begünstigen [34] oder durch Folgepulse abgetragen werden, wodurch der Materialabtrag und die Abtragseffizienz steigen [36]. Die Bildung eines Schmelzfilms ist besonders bei der flächigen Bearbeitung mit dem Burstmodus von Relevanz. Ein maßgeblicher Einflussfaktor sind hierbei die Fluenz und die Laserpulsanzahl pro Burst, da diese wiederum einen Einfluss auf die Wärmeakkumulation haben. Zur Verdeutlichung ist im oberen Teil von Abbildung 10 der zeitliche Temperaturverlauf von Elektronen- und Phononensystem beim Materialabtrag mit dem Burstmodus dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die akkumulierte Wärme der ersten Laserpulse innerhalb des Bursts nicht

ausreicht, um die materialspezifische Schmelztemperatur (grüne Linie) zu überschreiten. Die entstandenen Oberflächen sind durch LIPSS und mit steigender Laserpulsanzahl durch CLP gekennzeichnet (Abbildung 10 unten) [23]. Nach dem Auftreffen des vierten Laserpulses ist die verbleibende Restwärme im Material groß genug, dass die Schmelztemperatur überschritten wird [35]. Daraufhin bildet sich ein Schmelzfilm, welcher zur Glättung der zuvor entstandenen LIPSS und CLP führt. Durch die Folgepulse steigt die Temperatur der Schmelze und die Dicke des Schmelzfilms weiter an und die Oberfläche wird durch die resultierenden Schmelzaufwürfe rauer [23].

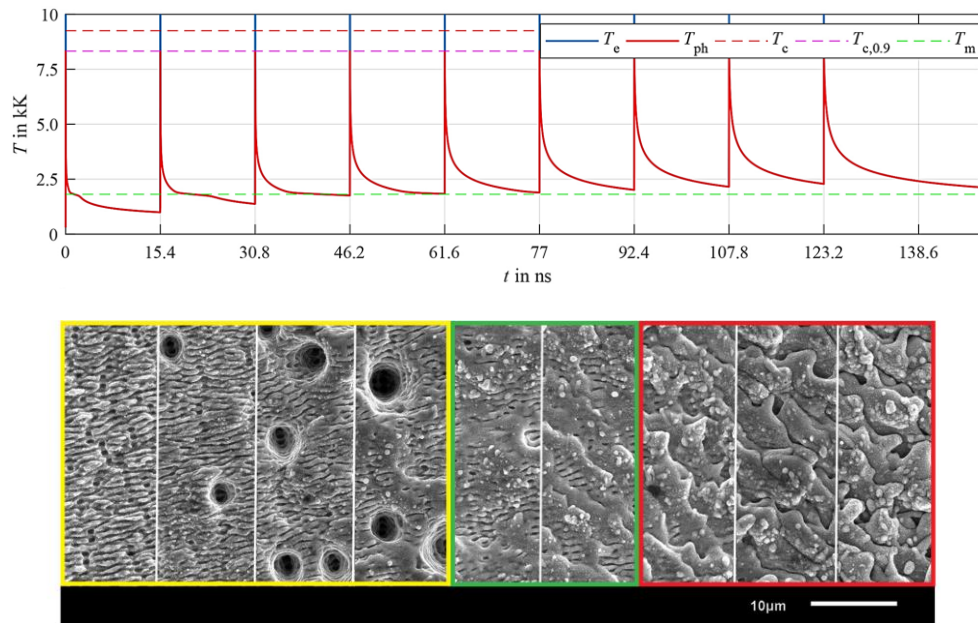


Abbildung 10: Temperaturverlauf des Phononen- bzw. Elektronensystems für den Materialabtrag mit dem MHz-Burstmodus (oben), REM-Aufnahmen der entstandenen Oberflächen (unten) bei der Bearbeitung von Stahl mit $H_0 = 1,5 \text{ J/cm}^2$ und $\tau_p = 0,27 \text{ ps}$ [23]

3 Versuchsbeschreibung

3.1 Berechnungsgrundlagen

3.1.1 Ablationsschwelle und kritische Pulsdauer

Unter der Voraussetzung, dass die räumliche Fluenzverteilung des Laserpulses einer Gaußverteilung entspricht, kann mit der in [37] beschriebenen Methode experimentell die Ablationsschwelle ermittelt werden. Dabei wird für unterschiedliche Fluenzen mit jeweils einem Laserpuls Material abgetragen und anschließend der Durchmesser der Abtragskrater D ausgemessen. Grundlage für die Bestimmung der Ablationsschwelle bildet Gleichung (10) für die räumliche Gaußverteilung der Fluenz eines Laserpulses.

$$H(r) = H_0 \cdot e^{-2\frac{r^2}{w_0^2}} \quad (10)$$

w_0 ist dabei der Strahlradius im Fokus des Laserstrahls, r der senkrechte Abstand zur Propagationsachse und H_0 die Spitzenfluenz. Für den Abtragsdurchmesser D in Abhängigkeit von H_0 besteht folgender Zusammenhang [2].

$$D^2 = f(H_0) = 2 w_0^2 \ln \frac{H_0}{H_{th}} \quad (11)$$

In dieser Darstellungsweise kann den Messwerten eine Funktion folgender Form angepasst werden.

$$y = m \cdot \ln x + n \quad (12)$$

Durch Umformen ergibt sich für (11) eine analoge Form.

$$D^2 = 2 w_0^2 \cdot \ln H_0 - 2 w_0^2 \cdot \ln H_{th} \quad (13)$$

Über einen Koeffizientenvergleich von m erhält man den Strahlradius im Fokus w_0 .

$$m = 2 w_0^2 \quad (14)$$

$$w_0 = \sqrt{m/2} \quad (15)$$

Für den Fall, dass die Fluenz der Ablationsschwelle entspricht ($H_0 = H_{th}$), wird der Abtragsdurchmesser null. Über eine Nullpunktberechnung von (13) ergibt sich somit die Ablationsschwelle.

$$D^2 = m \cdot \ln H_{th} + n = 0 \quad (16)$$

$$H_{\text{th}} = e^{-\frac{n}{m}} \quad (17)$$

Unter der Annahme, dass die Laserstrahlung nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz in das Material eindringt, kann die Ablationsschwelle mit Gleichung (18) theoretisch berechnet werden. Ein Materialabtrag erfolgt, wenn die absorbierte Energie groß genug ist, um Material zu verdampfen. Die für diesen Phasenübergang benötigte Energie kann über die molare Verdampfungsenthalpie ΔH_V , die Dichte ρ und die molare Masse M bestimmt werden [2; 38]. Mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$, dem Reflexionsgrad $R(\lambda)$ und dem Extinktionskoeffizienten κ ergibt sich der vom Material absorbierte Anteil der Laserstrahlung.

$$H_{\text{th}} = \frac{\rho \Delta H_V}{\alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) M} \quad (18)$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi \kappa}{\lambda} \quad (19)$$

In der theoretischen Berechnung der Ablationsschwelle wird die Wärmeleitung durch das Phononensystem und die damit verbundenen Energieverluste nicht berücksichtigt. Für diesen Fall kann die kritische Pulsdauer τ_{cr} berechnet werden, unterhalb der die Ablationsschwelle pulsdauerunabhängig ist [2].

$$\tau_{\text{cr}} = \frac{\left(\frac{1}{\alpha(\lambda)}\right)^2 c \rho}{2 \lambda_{\text{th}}} \quad (20)$$

c ist dabei die spezifische Wärmekapazität des Materials und λ_{th} dessen thermische Leitfähigkeit

3.1.2 Inkubationsfaktor

Der Inkubationsfaktor kann über die Abhängigkeit zwischen dem Abtragsdurchmesser der Abtragskrater und der Laserpulsanzahl N bestimmt werden. Grundlage bildet die Berechnung der Ablationsschwelle mit der Schwellenpulsennergie Q_{th} und dem Abtragsradius r [35].

$$H_{\text{th}} = \frac{2 Q_{\text{th}}}{\pi r^2} \quad (21)$$

Mit Gleichung (5) für die Änderung der Ablationsschwelle in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl ergibt sich folgender Ausdruck.

$$\frac{2 Q_{\text{th}}}{\pi r(N)^2} = \frac{2 Q_{\text{th}}}{\pi r(1)^2} N^{S-1} \quad (22)$$

Mit dem Abtragsdurchmesser $D = 2 r$ erhält man folgende Gleichung.

$$D(N)^2 = \frac{D(1)^2}{N^{S-1}} \quad (23)$$

Indem die quadratischen Abtragsdurchmesser in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl dargestellt werden, ist es über eine Anpassungsfunktion somit möglich den Inkubationsfaktor S zu bestimmen.

3.1.3 Effektive Eindringtiefe der Energie

Durch die Darstellung des abgetragenen Materialvolumens in Abhängigkeit von der Fluenz kann mit Gleichung (24) bei bekannter Ablationsschwelle die effektive Eindringtiefe der Energie für den Einzelpulsabtrag bestimmt werden [2].

$$V = \frac{1}{4} \delta_{\text{eff}} \pi w_0^2 \ln^2 \left(\frac{H_0}{H_{\text{th}}} \right) \quad (24)$$

Zudem ist es mit Gleichung (25) möglich, diese auch über den Mehrfachpulsabtrag zu ermitteln. Dafür müssen die Abtragsvolumina der einzelnen Laserpulse aufsummiert werden. Da sich aufgrund der Inkubation die Ablationsschwelle ändert und somit auch das abgetragene Materialvolumen, berücksichtigt der Term $H_{\text{th}}(i)$ mit Gleichung (5) die Inkubation.

$$V(N) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{4} \delta_{\text{eff}} \pi w_0^2 \ln^2 \left(\frac{H_0}{H_{\text{th}}(i)} \right) \quad (25)$$

3.1.4 Abtragsvolumen Burst

Über das Festlegen einer Ebene normal zur Materialoberfläche wird das Volumen des Abtragskraters V_K unterhalb der Ebene und das Volumen der Schmelze V_S oberhalb der Ebene bestimmt (Abbildung 11). Mit diesen zwei Volumina ergibt sich das Burstvolumen V_B , welches tatsächlich bei der Bearbeitung mit dem Burst in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl pro Burst N_B abgetragen wird.

$$V_B(N_B) = V_K(N_B) - V_S(N_B) \quad (26)$$

Das Materialvolumen pro Laserpuls V_P , welches den Materialabtrag des jeweiligen Laserpulses im Burst angibt, ergibt sich mit folgender Gleichung.

$$V_P(N_B) = V_B(N_B) - V_B(N_B - 1) \quad (27)$$

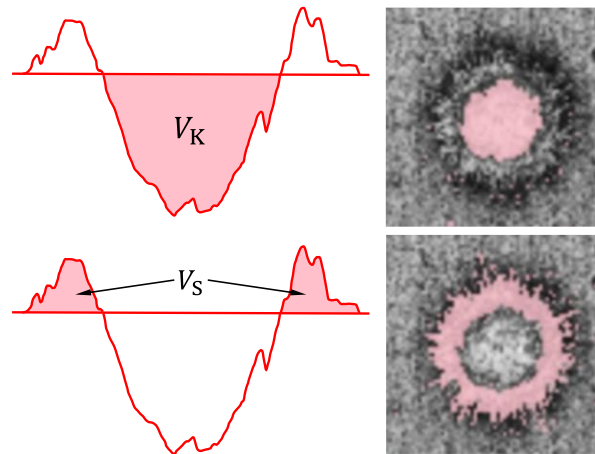


Abbildung 11: Abtragskrater- und Schmelzvolumen als Profildarstellung (links) und Mikroskopaufnahme (rechts)

3.1.5 Konfidenzintervall

Bei der grafischen Darstellung der Messwerte kann das berechnete Konfidenzintervall angegeben werden. Dieses beschreibt den Bereich um einen dem Mittelwert einer Stichprobe $\bar{x}$, in dem sich der wahre Wert mit einer zuvor gewählten Wahrscheinlichkeit befindet [39]. Das Konfidenzintervall berechnet sich mit folgender Gleichung [40].

$$KI = \bar{x} \pm z \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (28)$$

z ist der Wert des Konfidenzniveaus der festlegt mit welcher Wahrscheinlichkeit sich der wahre Wert in diesem Intervall befindet. σ ist die Standardabweichung und n die Größe der Stichprobe. Der Term $\sigma/\sqrt{(n)}$ steht dabei für den Standardfehler.

In der Arbeit werden über die Anpassung von Funktionen an die Messwerte Materialparameter, wie z. B. der der Inkubationsfaktor oder die effektive Eindringtiefe der Energie, bestimmt. Ausgehend von den Anpassungsfunktionen wird das Konfidenzintervall berechnet. z ist so gewählt, dass sich der wahre Messwert mit einer 95%igen Wahrscheinlichkeit im Intervall befindet.

3.2 Laseranlage

Als Laser kommt ein Carbide CB3-80W (Light Conversion) zum Einsatz, der ultrakurze Laserpulse mit Pulsdauern im Bereich von 190 fs bis 10 ps bei einer Wellenlänge von 1030 nm erzeugt. Wahlweise können im Burstmodus bis zu zehn Laserpulse pro Burst emittiert werden. Der Intra-Burst-Abstand liegt im MHz-Burstmodus bei 15 ns und im GHz-Burstmodus bei 440 ps. Die Strahlführung und Strahlformung erfolgen wie in Abbildung 12 dargestellt. Der zirkular polarisierte Rohstrahl durchläuft zu Beginn einen Strahlaufweiter (1)

(Scanlab varioSCAN II 20) mit einem 2,8-fachen Aufweitungsfaktor. Anschließend wird der aufgeweitete Laserstrahl durch Umlenkspiegel (2) zu einem Galvanometer-Scanner (3) (Scanlab excelliSCAN 14) geführt und über eine F-Theta-Optik (4) mit einer Brennweite von 170 mm fokussiert. Mit Hilfe eines Strahlanalysegerätes (Primes MicroSpotMonitor) wurde das Strahlprofil vermessen (Abbildung 13) und ein Strahlradius im Fokus von $15,2\ \mu\text{m}$ ermittelt. Die z-Verschiebung wird über den Hub des Probentisches (5) realisiert.

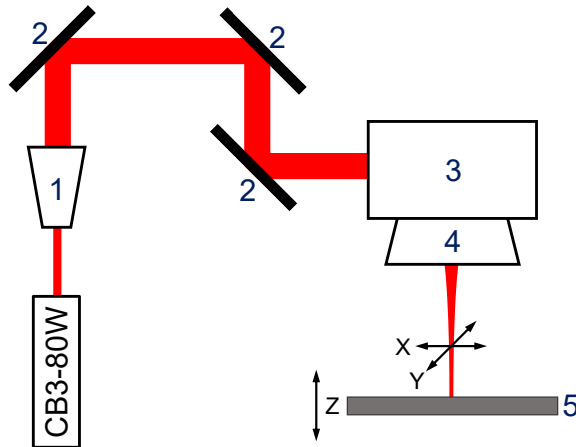


Abbildung 12: Schematischer Aufbau der Laseranlage

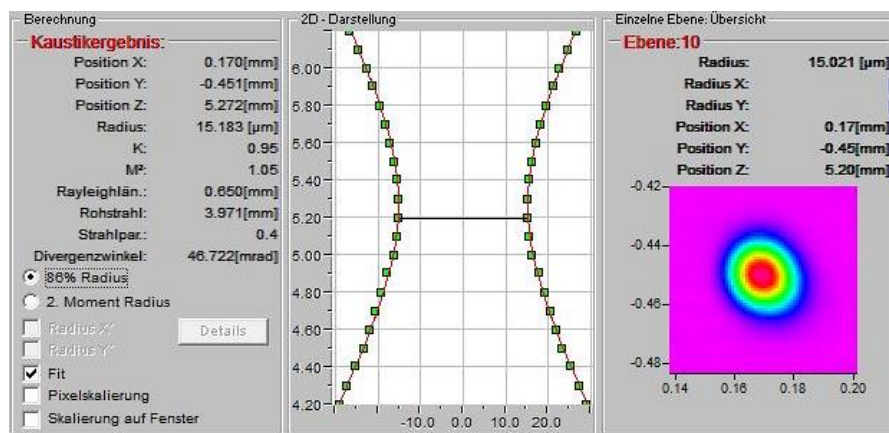


Abbildung 13: Vermessenes Strahlprofil

3.3 Bearbeitungsprinzip und Bearbeitungsparameter

Im Rahmen der Untersuchungen werden jeweils zehn Abträge je Parameterkombination erzeugt. In Tabelle 1 ist der in den Versuchen abgedeckte Parameterbereich aufgeführt.

Tabelle 1: Bearbeitungsparameter

	H_0 in J/cm ²	τ_P in ps	N bzw. N_B
Einzelpulsabtrag	0,5 bis 18	0,2; 1; 2; 5; 10	1
Mehrfachpulsabtrag	1; 3; 5	0,2; 2; 10	1 bis 500
MHz-Burstmodus	0,5; 1; 1,5; 2; 2,5	0,2; 2; 10	1 bis 10
GHz-Burstmodus	0,5; 1,5; 2,5	0,2; 2; 10	1 bis 10

3.4 Probenmaterial

Als Probenmaterial wird poliertes Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99,99 % verwendet. Wichtige Materialkenngrößen können Tabelle 2 entnommen werden.

Tabelle 2: Materialeigenschaften Aluminium

Dichte ρ [41]	2,7 g/cm ³
Schmelzpunkt T_S [42]	933,35 K
Molare Verdampfungsenthalpie ΔH_V [43]	$2,84 \cdot 10^5$ J/mol
Molare Masse M [44]	27 g/mol
Komplexer Brechungsindex $n + ki$ [45]	$1,4033 + 9,8532i$
Reflexionsgrad $R(\lambda)$ [45]	0,94543
Spezifische Wärmekapazität c [46]	$897 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit λ_{th} [47]	$237 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Wärmekapazität Elektronensystem C_e [5]	$2,42 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$
Elektron-Phonon-Kopplungskonstante g [48]	$56,9 \cdot 10^{16} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-3} \text{ K}^{-1}$

Anhand der aufgeführten Materialeigenschaften ist es möglich, mit den Gleichungen (18) und (19) die theoretische Ablationsschwelle zu berechnen.

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi \kappa}{\lambda} = \frac{4\pi \cdot 9,8532}{1030 \cdot 10^{-7} \text{ cm}}$$

$$\alpha(\lambda) = 1,2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$$

$$H_{th} = \frac{\rho \Delta H_V}{\alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) M} = \frac{2,7 \text{ g/cm}^3 \cdot 2,84 \cdot 10^5 \text{ J/mol}}{1,2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1} \cdot (1 - 0,94543) \cdot 27 \text{ g/mol}}$$

$$H_{th} = 0,43 \text{ J/cm}^2$$

Mit Gleichung (3) und (20) können die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit und die kritische Pulsdauer berechnet werden.

$$\tau_{\text{ep}} = \frac{C_e}{g} = \frac{2,42 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-1} \text{ K}^{-1}}{56,9 \cdot 10^{16} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-3} \text{ K}^{-1}}$$

$$\tau_{\text{ep}} = 4,25 \text{ ps}$$

$$\tau_{\text{cr}} = \frac{\left(\frac{1}{\alpha(\lambda)}\right)^2 c \rho}{2 \lambda_{\text{th}}} = \frac{\left(\frac{1}{1,2 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}}\right)^2 897 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 2700 \text{ kg/m}^3}{2 \cdot 237 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}}$$

$$\tau_{\text{cr}} = 0,35 \text{ ps}$$

3.5 Auswertetechnik

Zur Messwertaufnahme wird ein konfokales Laser-Scanning-Mikroskop Olympus LEXT OLS 4100 verwendet. Dieses ermöglicht eine dreidimensionale Erfassung der erzeugten Strukturen mit einer bis zu 100-fachen Vergrößerung. Für die Versuche wird so der Abtragsdurchmesser (Abbildung 14) und das Krater- bzw. Schmelzvolumen für den Einzelpuls-, Mehrfachpuls- und Burstabtrag bestimmt.

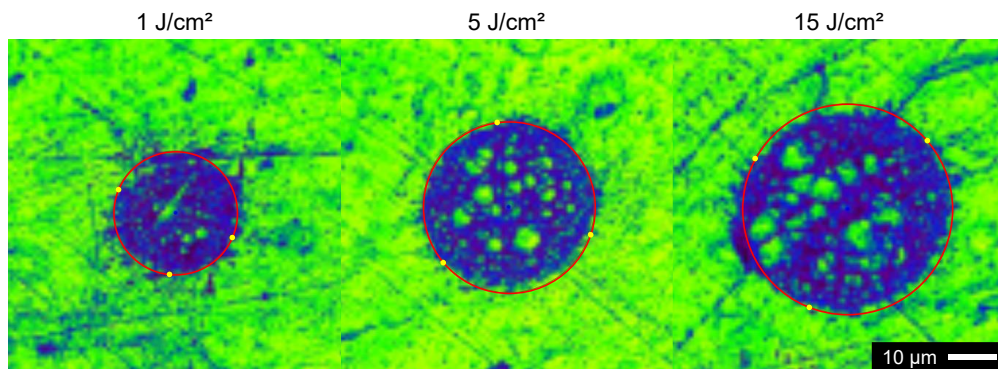


Abbildung 14: Beispielbilder der mit Laser-Scanning-Mikroskop aufgenommenen Abtragskrater beim Einzelpulsabtrag für $\tau_p = 10 \text{ ps}$

Um genauere Erkenntnisse über die Oberflächenbeschaffenheit, die Morphologie der Abtragskrater und das Ausmaß der Schmelzbildung zu erlangen, kommt ein Rasterelektronenmikroskop (REM) JEOL JSM-6510 zum Einsatz. Mit dem Mikroskop sind Aufnahmen mit einer bis zu 300 000-fachen Vergrößerung möglich.

4 Auswertung und Diskussion

4.1 Einzelpulsabtrag

4.1.1 Ablationsschwelle

Für die Bestimmung der Ablationsschwelle und des Strahlradius im Fokus werden die Durchmesser der beim Einzelpulsabtrag erzeugten Krater vermessen und anschließend über die in Kapitel 3.1.1 beschriebene Methode ausgewertet. Eine Übersicht der gemessenen Abtragsdurchmesser ist für die verwendeten Pulsdauern in Abbildung 15 aufgeführt.

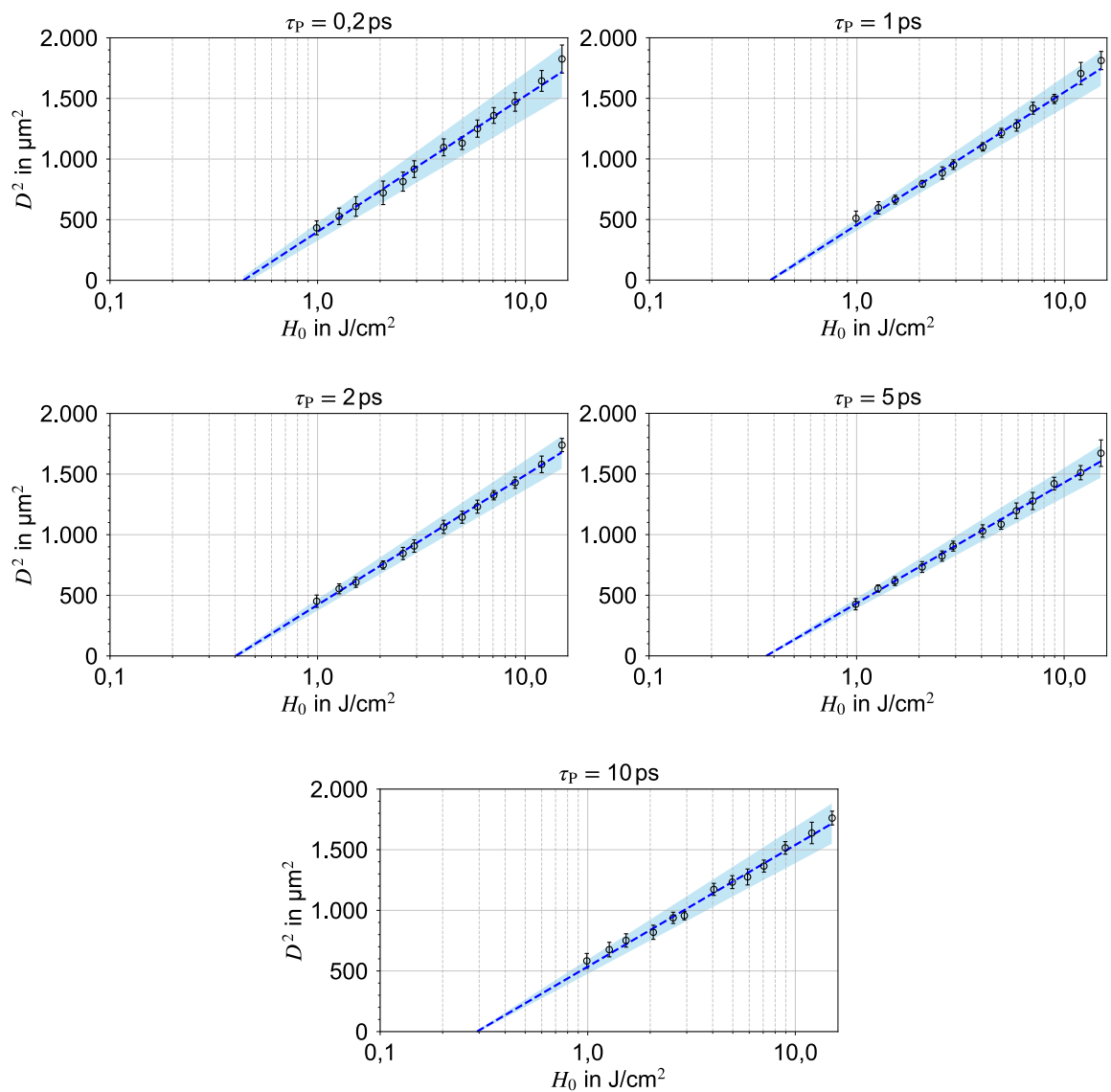


Abbildung 15: Quadratischer Abtragsdurchmesser D^2 in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Pulsdauer τ_P

Anhand der ermittelten Parameter der Anpassungsfunktion ergibt sich mit Gleichung (15) der in Abbildung 16 dargestellte Strahlradius im Fokus in Abhängigkeit von der Pulsdauer. Die experimentellen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit dem durch das Strahl-diagnosegerät gemessenen Wert von $15,2 \mu\text{m}$. Die größte Abweichung liegt mit $3,3 \%$ bei einer Pulsdauer von 5 ps vor. Die ermittelten Ablationsschwellen in Abhängigkeit von der Pulsdauer sind in Abbildung 16 dargestellt. Im untersuchten Parameterbereich ist die Ablationsschwelle für $0,2 \text{ ps}$, die damit unterhalb der kritischen Pulsdauer von $\tau_{\text{cr}} = 0,35 \text{ ps}$ liegt, mit $0,44 \pm 0,1 \text{ J/cm}^2$ am größten. Dieser Wert ist vergleichbar mit der theoretisch berechneten Ablationsschwelle von $0,45 \text{ J/cm}^2$ aus Kapitel 3.4. Eine Erhöhung der Pulsdauer führt zur Abnahme der Ablationsschwelle. Dieser Trend korreliert mit den aufgeführten Literaturwerten aus [7]. In den Untersuchungen wurde die Ablationsschwelle bei vergleichbarer Laserwellenlänge ($\lambda = 1056 \text{ nm}$) ebenfalls über den quadratischen Abtragsdurchmesser ermittelt. Die hohe Ablationsschwelle bei kurzen Pulsdauern lässt sich darauf zurückführen, dass die Energie für Pulsdauern kürzer als die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit ($\tau_{\text{ep}} = 4,25 \text{ ps}$ für Aluminium) erst nach dem Auftreffen des Laserpulses vollständig vom Elektronen- an das Phononensystem übertragen wird. Dadurch ist die Temperatur des Elektronensystems höher, als es für Pulsdauern länger als die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit der Fall ist. Folglich steigt somit die Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems [12]. Da sich die absorbierte Energie somit auf ein größeres Materialvolumen verteilt, ist der Bereich, in dem die Energie für einen Materialabtrag ausreicht, kleiner und die Ablationsschwelle somit größer. Mit steigenden Pulsdauern nimmt die Ablationsschwelle ab, da aufgrund der niedrigeren Temperatur des Elektronensystems dessen Wärmeleitfähigkeit sinkt. Dadurch wird die absorbierte Energie nicht so weit in das Materialinnere geleitet, sondern konzentriert sich nahe der Materialoberfläche [20], woraufhin der Druck in diesem Bereich ansteigt und Material durch Spallation abgetragen wird [7]. Ein weiterer Grund für die Abnahme der Ablationsschwelle ist eine gesteigerte Absorption der Laserstrahlung für längere Pulsdauern. Durch einen Temperaturanstieg des Phononensystems sinkt der Reflexionsgrad [12]. Während der Interaktion mit dem Laserpuls steigt die Temperatur bereits an, was zu Abnahme des Reflexionsgrades führt und eine verstärkte Absorption des Laserpulses bewirkt.

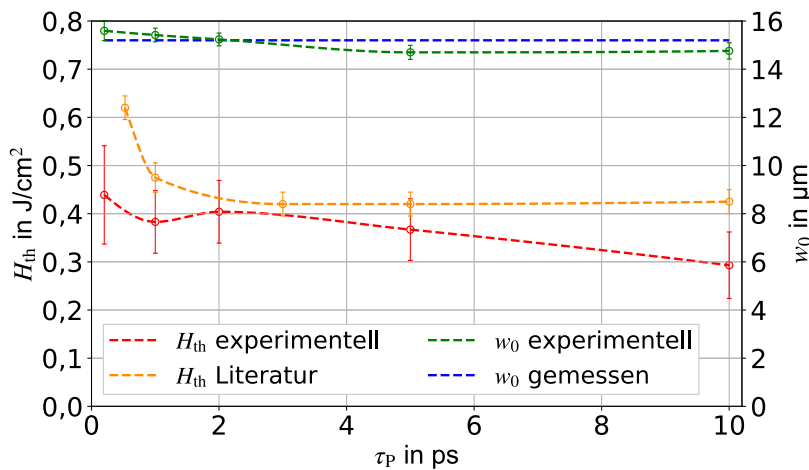


Abbildung 16: Ablationsschwelle H_{th} in Abhängigkeit von der Pulsdauer τ_p und Literaturwerte aus [7]

4.1.2 Oberflächenstruktur

In Abbildung 17 werden anhand von REM-Aufnahmen die beim Einzelpulsabtrag entstandenen Oberflächenstrukturen aufgezeigt. Die Oberflächen bei einer Fluenz von 1 J/cm^2 sind durch feinporige Strukturen gekennzeichnet, die homogen über den gesamten Abtragskrater verteilt sind. Mit zunehmender Fluenz vergrößert sich der Durchmesser der Abtragskrater und die Oberflächenstrukturen werden grobporiger. Im Zentrum sind insbesondere bei 10 ps einzelne Schmelzaufwürfe zu erkennen. Eine Erhöhung der Fluenz führt somit auch zu einer verstärkten Schmelzbildung. Vergleicht man die Oberflächenstruktur in Abhängigkeit von der Pulsdauer, so sind bis auf eine leicht erhöhte Schmelzbildung bei längeren Pulsdauern keine signifikanten Unterschiede zu erkennen.

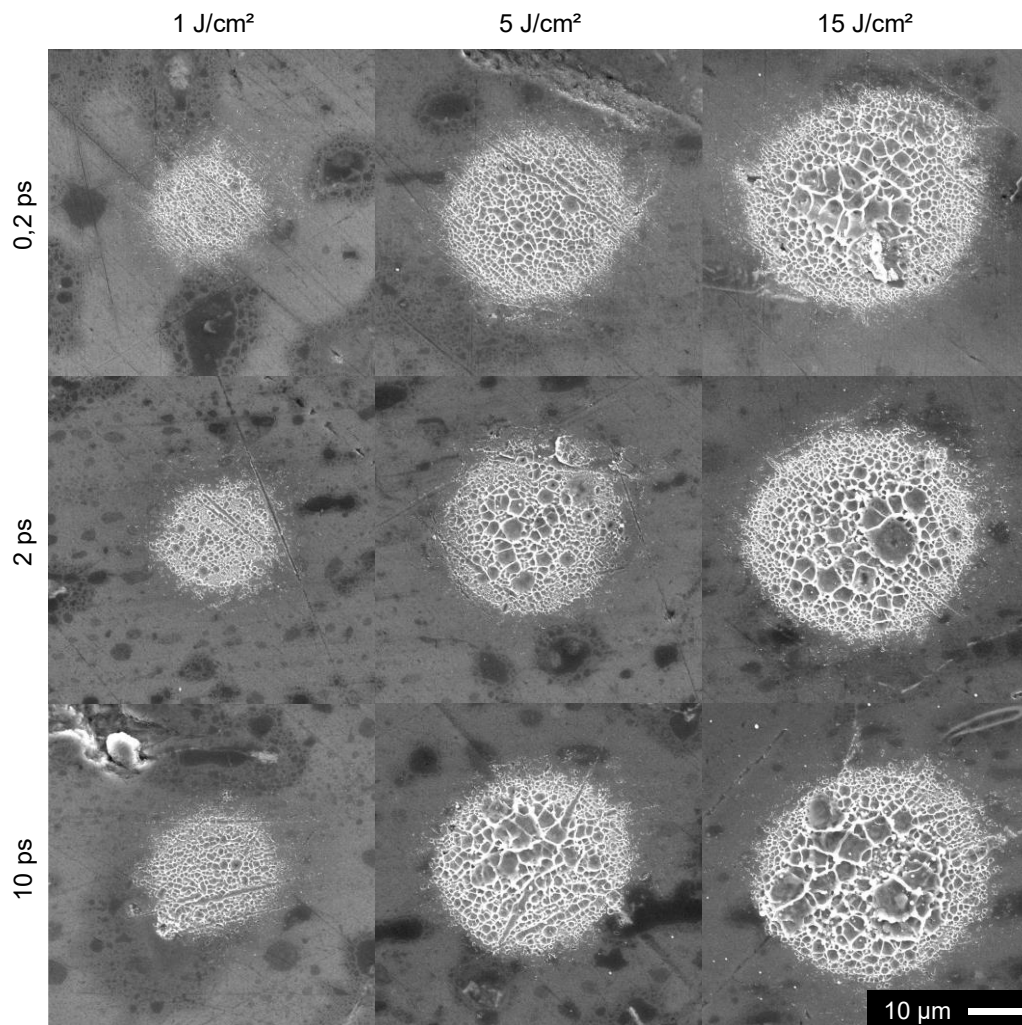


Abbildung 17: REM-Aufnahmen der beim Einzelpulsabtrag entstandenen Oberflächenstrukturen

4.1.3 Abtragsvolumen und effektive Eindringtiefe der Energie

In Abbildung 18 ist das mittels Laser-Scanning-Mikroskop bestimmte Abtragsvolumen in Abhängigkeit von der Fluenz und Pulsdauer dargestellt. Für alle Pulsdauern zeigt sich

zunächst eine leichte Zunahme des Abtragsvolumens mit steigender Fluenz. Ab 5 J/cm^2 ist besonders für eine Pulsdauer von $0,2 \text{ ps}$ eine starke Volumenzunahme zu erkennen. Eine Erklärung hierfür ist der Wechsel der Ablationsregime, welcher ebenfalls in [7] für Aluminium beobachtet wurde. Die Änderung der Abtragsmechanismen wird zudem durch die in Kapitel 2.1.2 beschriebenen Grenzen der Ablationsregime bestätigt. Demnach erfolgt für eine Pulsdauer von $0,2 \text{ ps}$ beim Zehnfachen der Ablationsschwelle $H_0 = (4,4 \pm 1) \text{ J/cm}^2$ der Übergang vom Spallations- zum Phasenexplosionsregime. Der Regimewechsel wirkt sich somit auf das abgetragene Materialvolumen, jedoch aber nicht auf den in Kapitel 4.1.1 gezeigten Abtragsdurchmesser aus, da eine Erhöhung der Fluenz nur dazu führt, dass in den weiter außen liegenden Bereichen der Fluenzverteilung Material abgetragen wird und somit der Abtragsdurchmesser steigt [16].

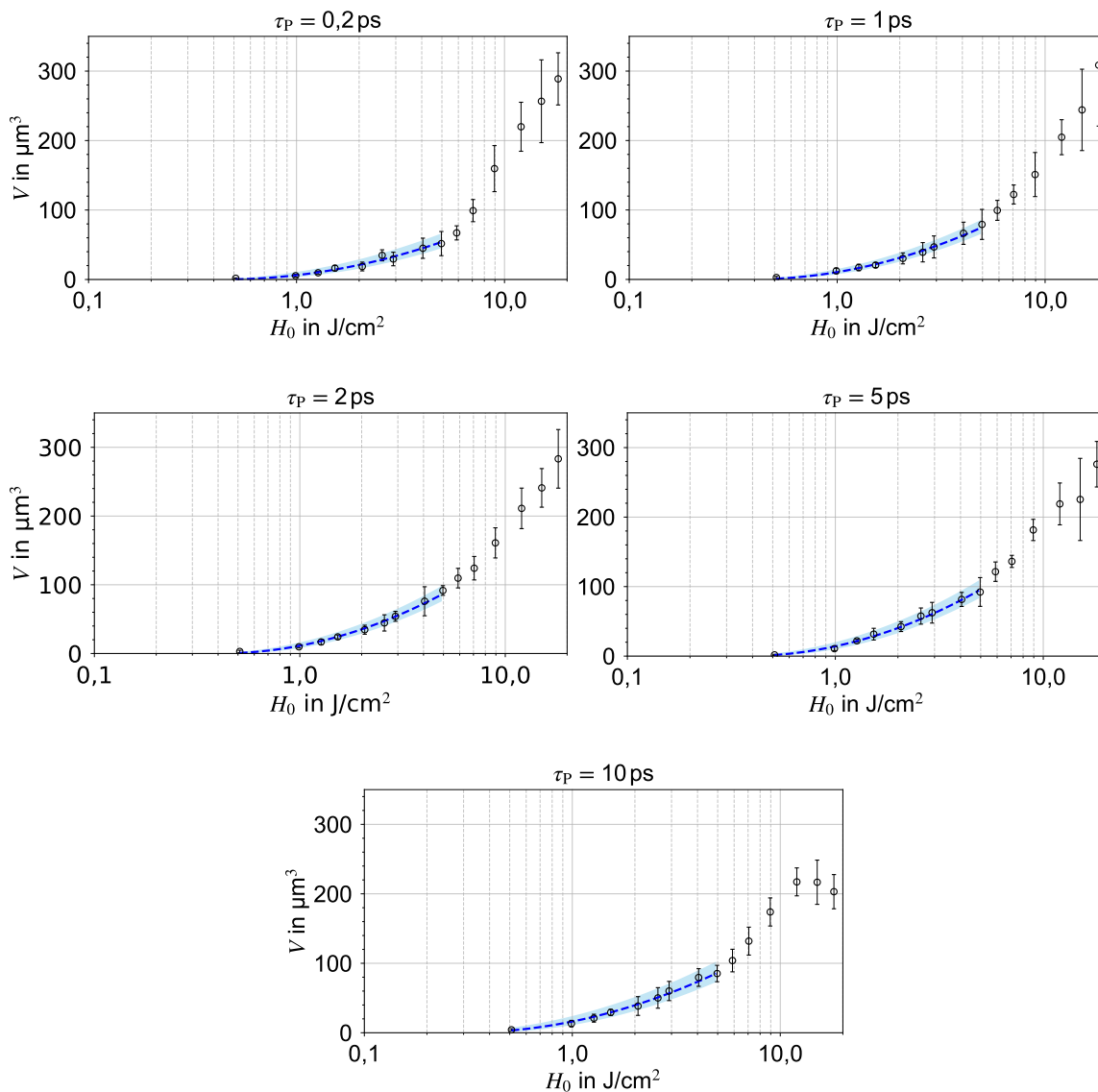


Abbildung 18: Abtragsvolumina V in Abhängigkeit von der Fluenz H_0

Mit Hilfe der gemessenen Volumina der Abtragskrater kann anhand von Gleichung (24) die effektive Eindringtiefe der Energie bestimmt werden. Hierfür werden aufgrund des

Regimewechsels jedoch nur Messwerte bis zu einer Fluenz von 5 J/cm^2 berücksichtigt. Der in Abbildung 19 dargestellte Verlauf der experimentell bestimmten effektiven Eindringtiefe der Energie zeigt, dass diese zunächst mit größer werdender Pulsdauer ansteigt. Das Minimum bei $0,2 \text{ ps}$ lässt sich darauf zurückführen, dass die Elektronensystemtemperatur für kleinere Pulsdauern größer ist. Dadurch steigt wiederum die Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems, wodurch die Elektronen tiefer in das Material diffundieren können [8]. Da sich die absorbierte Energie so jedoch auf ein größeres Materialvolumen verteilt, wird der Bereich, in dem die Energie groß genug für einen Materialabtrag ist, kleiner. Somit sinkt auch das abgetragene Materialvolumen, was in der Konsequenz zu einer kleineren berechneten effektiven Eindringtiefe der Energie führt. Die Abnahme für 10 ps lässt sich wiederum mit einer niedrigeren Wärmeleitfähigkeit aufgrund einer geringeren Elektronensystemtemperatur begründen [12]. Die absorbierte Energie konzentriert sich dadurch nur an der Materialoberfläche, wodurch das erwärmte und schließlich abgetragene Materialvolumen kleiner ist. Ein weiterer Grund für die Abnahme der effektiven Eindringtiefe der Energie mit steigender Pulsdauer ist das Auftreten von thermoelastischen Spannungen nahe der Materialoberfläche. Sie führen dazu, dass sich die Materialoberfläche ab ca. 5 ps um einige zehn Nanometer über ihre Ursprungsposition erhebt. Dadurch wird im Fall von einem 10 ps langen Laserpuls die fallende Flanke von der sich ausdehnenden Materialoberfläche absorbiert, was sich in einer geringeren effektiven Eindringtiefe der Energie äußert [7].

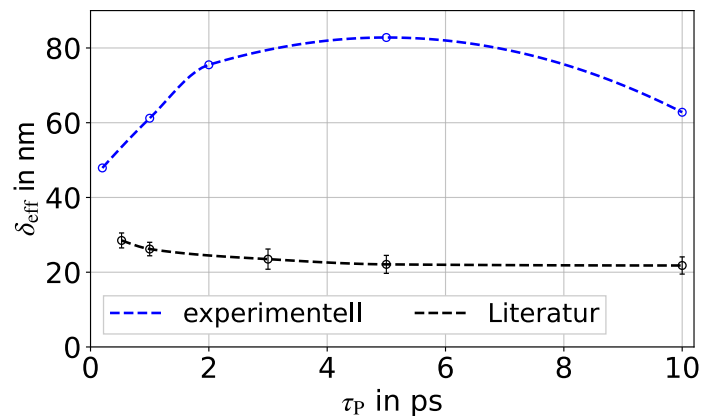


Abbildung 19: Vergleich der experimentell bestimmten effektiven Eindringtiefe der Energie δ_{eff} mit Literaturwerten aus [7]

Die in Abbildung 19 aufgeführten Literaturwerte für die effektive Eindringtiefe der Energie unterscheiden sich fundamental von den experimentell bestimmten Werten. Die Erklärung hierfür liegt in der Methode, nach der die effektive Eindringtiefe der Energie bestimmt wurde. In [7] erfolgte dies durch die Messung der Tiefe der Abtragskrater, wohingegen in dieser Arbeit die effektive Eindringtiefe der Energie auf Basis des Abtragsvolumens berechnet wurde. Der Nachteil der in der Literatur verwendeten Methode besteht darin, dass aufgrund einer unregelmäßigen Kratermorphologie die Messung der maximalen Abtragstiefe große Messunsicherheiten mit sich bringt. Bei der Messung des Volumens ist die Kratermorphologie jedoch von untergeordneter Bedeutung. Zudem wird nicht nur in einer,

sondern in drei Dimensionen gemessen, wodurch die Messunsicherheit sinkt und die Ergebnisse somit repräsentativer sind [16].

4.1.4 Abtragseffizienz

In Abbildung 20 (links) ist die beim Einzelpulsabtrag erreichte Abtragseffizienz in Abhängigkeit von der Fluenz dargestellt. Wie auch in Abbildung 4 aus Kapitel 2.1.5, zeigt sich für alle Pulsdauern zunächst eine Zunahme der Abtragseffizienz mit steigender Fluenz innerhalb des Spallationsregimes. Die maximale Abtragseffizienz von $5,7 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ wird für eine Pulsdauer von 5 ps bei einer Fluenz von $2,5 \text{ J/cm}^2$ erreicht. Die optimale Fluenz $H_{\text{opt}} = e^2 \cdot H_{\text{th}}$, für die die Abtragseffizienz theoretisch maximal wird, ist im rechten Teil von Abbildung 20 aufgeführt. Für Pulsdauern von 2 ps bis 10 ps sind die Fluenzen, bei denen die Abtragseffizienz maximal ist, in guter Übereinstimmung mit den optimalen Fluenzen. Große Abweichungen treten für die Verläufe von 0,2 ps und 1 ps auf. Das Maximum der Abtragseffizienz wird für 0,2 ps bei 12 J/cm^2 und für 1 ps bei 7 J/cm^2 erreicht und liegt somit in Phasenexplosionsregime. Im Gegensatz zu der Darstellung in Abbildung 4, in der die Abtragseffizienz mit steigender Fluenz innerhalb des Phasenexplosionsregimes abfällt, führt eine weitere Erhöhung der Fluenz nur im Fall von 5 ps und 10 ps zu einer leichten Effizienzabnahme. Für 0,2 ps bis 2 ps wird hingegen eine Art Sättigungsbereich erreicht, indem sich die Abtragseffizienz bei einer Variation der Fluenz nicht mehr ändert.

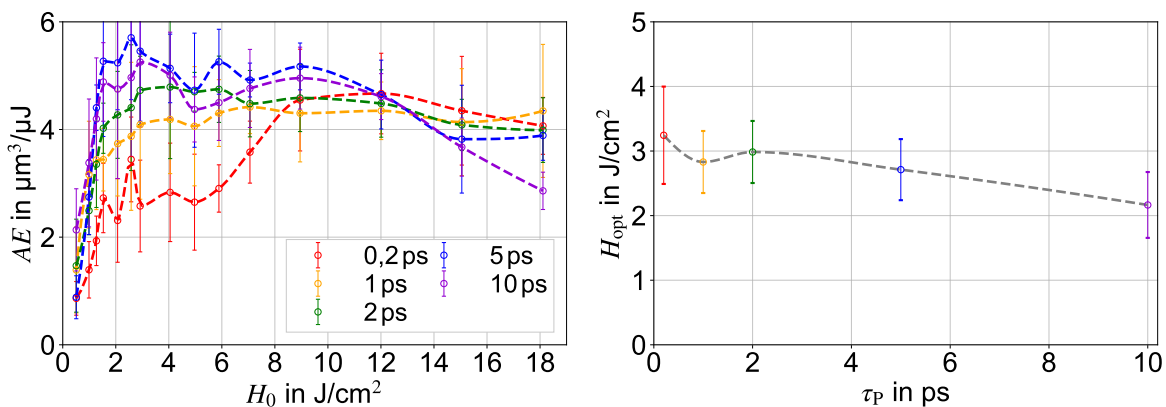


Abbildung 20: Abtragseffizienz AE in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Pulsdauer τ_P (links) und die optimale Fluenz H_{opt} in Abhängigkeit von der Pulsdauer τ_P (rechts)

Die geringe Abnahme der Abtragseffizienz für 5 ps und 10 ps bzw. der Sättigungsbereich für 0,2 ps bis 2 ps, lassen sich auf den in Kapitel 4.1.3 erwähnten Übergang vom Spallations- ins Phasenexplosionsregime zurückführen. Aufgrund des größeren Energieeintrags im Phasenexplosionsregime entsteht zunehmend Materialschmelze, welche aus der Interaktionszone befördert wird. Dadurch steigt wiederum das Abtragsvolumen, was die Abtragseffizienz begünstigt.

Beim Vergleich zwischen der Abtragseffizienz im Bereich der optimalen Fluenz und der in Kapitel 4.1.3 ermittelten effektiven Eindringtiefe der Energie ist ein Trend zwischen den beiden Größen zu erkennen. So ist für eine Pulsdauer von 5 ps, bei der die effektive

Eindringtiefe der Energie am größten ist, auch die Abtragseffizienz im Bereich der optimalen Fluenz maximal. Analog dazu ist sie für 0,2 ps am geringsten, da bei dieser Pulsdauer wiederum die effektive Eindringtiefe der Energie am kleinsten ist. Geht man nur danach, dass die Abtragseffizienz umso größer wird, je größer die effektive Eindringtiefe der Energie ist, dann müsste demnach der Verlauf der Abtragseffizienz im Bereich der optimalen Fluenz für 2 ps über dem von 10 ps liegen. Da dies jedoch nicht der Fall ist, kann der Grund für die Unterschiede in der geringeren Ablationsschwelle für 10 ps ($H_{th} = 0,29 \text{ J/cm}^2$) im Vergleich zu 2 ps ($H_{th} = 0,4 \text{ J/cm}^2$) liegen. Zwar dringt die Energie für Laserpulse mit einer Pulsdauer von 2 ps tiefer in das Material ein, aufgrund der höheren Ablationsschwelle wird jedoch bei gleicher Fluenz weniger Material abgetragen. Allgemein ist es somit nicht möglich eine generelle Aussage darüber zu treffen, wie sich die Pulsdauer auf die Abtragseffizienz auswirkt. So ist der Materialabtrag bei einer Pulsdauer, für die die Ablationsschwelle minimal ist, nicht zwangsläufig am effizientesten, da die effektive Eindringtiefe der Energie ebenfalls einen Einfluss auf die Abtragseffizienz hat. Die Ablationsschwelle und die effektive Eindringtiefe der Energie beeinflussen somit beide die maximal erreichbare Abtragseffizienz. Daher ist es von Vorteil das Material mit Laserpulsen einer Pulsdauer zu bearbeiten, bei der die effektive Eindringtiefe der Energie groß und die Ablationsschwelle relativ klein ist.

4.2 Mehrfachpulsabtrag

Der Zusammenhang zwischen dem quadratischen Abtragsdurchmesser und der Laserpulsanzahl ist in Abbildung 21 dargestellt. Die Verläufe sind in Abhängigkeit von der Fluenz für alle drei Pulsdauern nahezu identisch. Aufgrund der größeren Ablationsschwelle ist der Verlauf für 0,2 ps lediglich etwas nach unten verschoben.

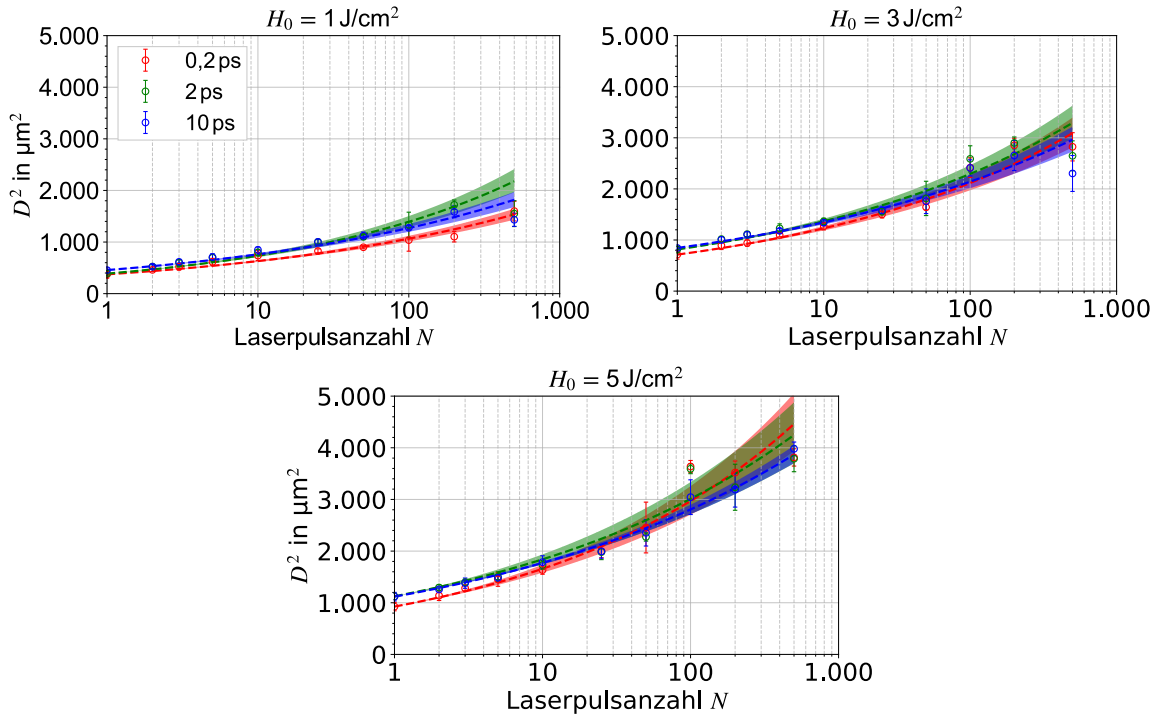


Abbildung 21: Quadratischer Abtragsdurchmesser D^2 in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N , Pulsdauer τ_p und Fluenz H_0

Anhand der Messwerte kann mit Gleichung (23) der Inkubationsfaktor bestimmt werden. In Anbetracht der in Tabelle 3 angegebenen Fehler ist davon auszugehen, dass der Inkubationsfaktor für Aluminium im untersuchten Parameterbereich unabhängig von der Fluenz und Pulsdauer ist. Die experimentell ermittelten Inkubationsfaktoren sind in guter Übereinstimmung mit $S = 0,82 \pm 0,02$ bei $\lambda = 1026$ nm und $\tau_p = 190$ fs aus [49] bzw. $S = 0,84$ bei $\lambda = 1064$ nm und $\tau_p = 10$ ps aus [50].

Tabelle 3: Inkubationsfaktor S in Abhängigkeit von Fluenz H_0 und Pulsdauer τ_p

	1 J/cm ²	3 J/cm ²	5 J/cm ²
0,2 ps	$0,77 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,02$
2 ps	$0,72 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,02$
10 ps	$0,77 \pm 0,01$	$0,8 \pm 0,04$	$0,8 \pm 0,05$

In Abbildung 22 sind REM-Aufnahmen für die beim Mehrfachpulsabtrag entstandenen Oberflächenstrukturen dargestellt. Betrachtet man zunächst die Krater in Abhängigkeit von der Fluenz für einen Abtrag mit zehn Laserpulsen, so ist zu erkennen, dass aufgrund der steigenden Fluenz auch der Durchmesser der Abtragskrater steigt. Zudem werden die

Strukturen im Zentrum der Abtragskrater immer größer. Mit steigender Laserpulsanzahl werden die Abtragskrater tiefer und in den Randbereichen wird die Oberfläche aufgeraut. Da das Strahlprofil (Abbildung 13) minimal von einer exakten Gaußverteilung abweicht, werden die Abtragskrater beginnend bei $N = 10$ und $H = 3 \text{ J/cm}^2$ zunehmend oval. Dieser Trend wird durch die Laserpulsanzahl und die damit verbundene Inkubation weiter verstärkt. Des Weiteren zeigt sich ab $N = 200$, dass eine Erhöhung der Fluenz eine verstärkte Materialablagerung in den Randbereichen mit sich bringt. Grund hierfür ist, dass bei größeren Fluenzen mehr Material abgetragen wird und sich dieses bei dem Weg aus dem Abtragskrater zunehmend in Form vom Schmelzaufwürfen am Kraterrand ablagert.

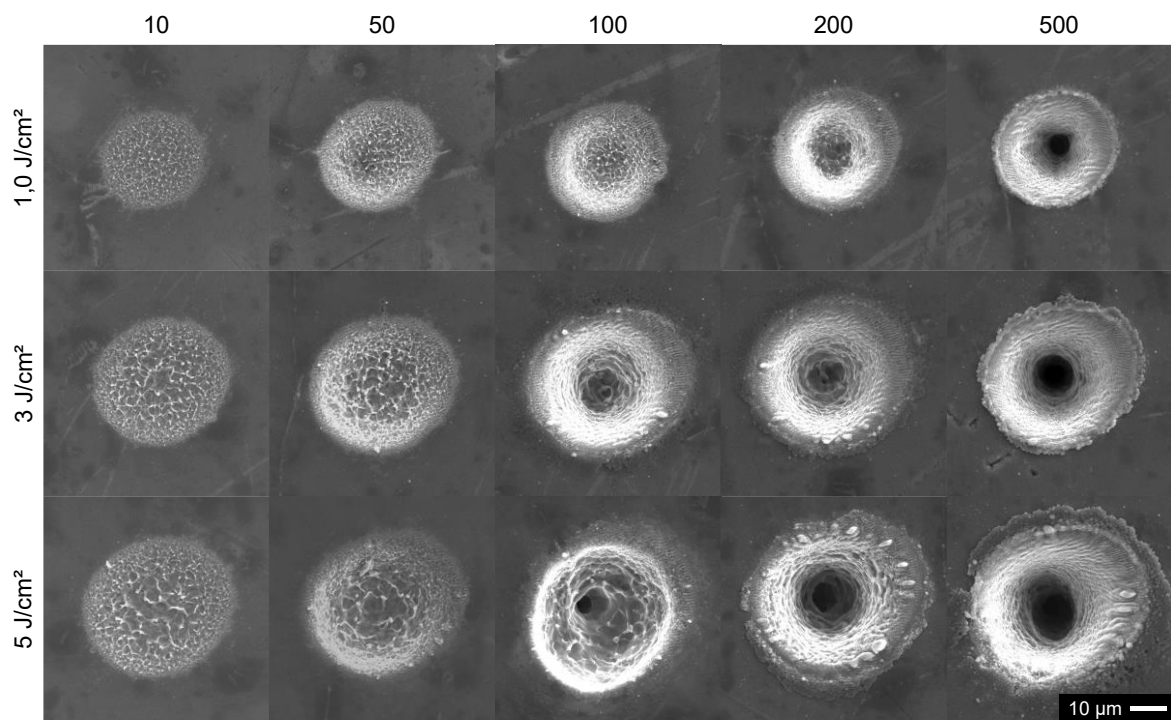


Abbildung 22: REM-Aufnahmen der Abtragskrater für $\tau_p = 10 \text{ ps}$ in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N und Fluenz H_0

4.3 Materialabtrag mittels Burstmodus

4.3.1 MHz-Burstmodus

Mit einem Burst bestehend aus bis zu zehn Laserpulsen und einer Fluenz von $0,5 \text{ J/cm}^2$ bis $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls wurden Abtragskrater erzeugt. Das gemessene Abtragskratervolumen ist in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl und Pulsdauer für die verwendeten Fluenzen in Abbildung 23 dargestellt. Die Volumina für zehn Laserpulse pro Burst bei $2,0 \text{ J/cm}^2$ und acht bis zehn Laserpulse pro Burst bei $2,5 \text{ J/cm}^2$ sind aufgrund eines Fehlers bei der Versuchsdurchführung in den folgenden Diagrammen nicht enthalten.

Für eine Fluenz von $0,5 \text{ J/cm}^2$, welche sich nah an der materialspezifischen Ablationsschwelle befindet, ist zu erkennen, dass kaum Material abgetragen wird. Steigt die Fluenz an, so steigt aufgrund des größeren Energieeintrags in das Material das Abtragskratervolumen. Zudem wird deutlich, dass sich das Abtragskratervolumen mit steigender Laserpulsanzahl vergrößert, da die im Abtragsprozess umgesetzte Gesamtenergie zunimmt [28]. Ab einer Fluenz von $1,5 \text{ J/cm}^2$ zeigen sich in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl zwei Regime. Im ersten Regime steigt das Abtragskratervolumen bis hin zu fünf Laserpulsen pro Burst nur leicht linear an. Im zweiten Regime ab sechs Laserpulsen pro Burst, ist der Anstieg ebenfalls linear, doch im Kontrast zum ersten Regime deutlich steiler. Mit zunehmender Fluenz verschiebt sich der Regimewechsel hin zu kleineren Laserpulsanzahlen pro Burst. So ist für $2,0 \text{ J/cm}^2$ bei fünf Laserpulsen pro Burst und für $2,5 \text{ J/cm}^2$ bei vier Laserpulsen pro Burst ein Regimewechsel erkennbar.

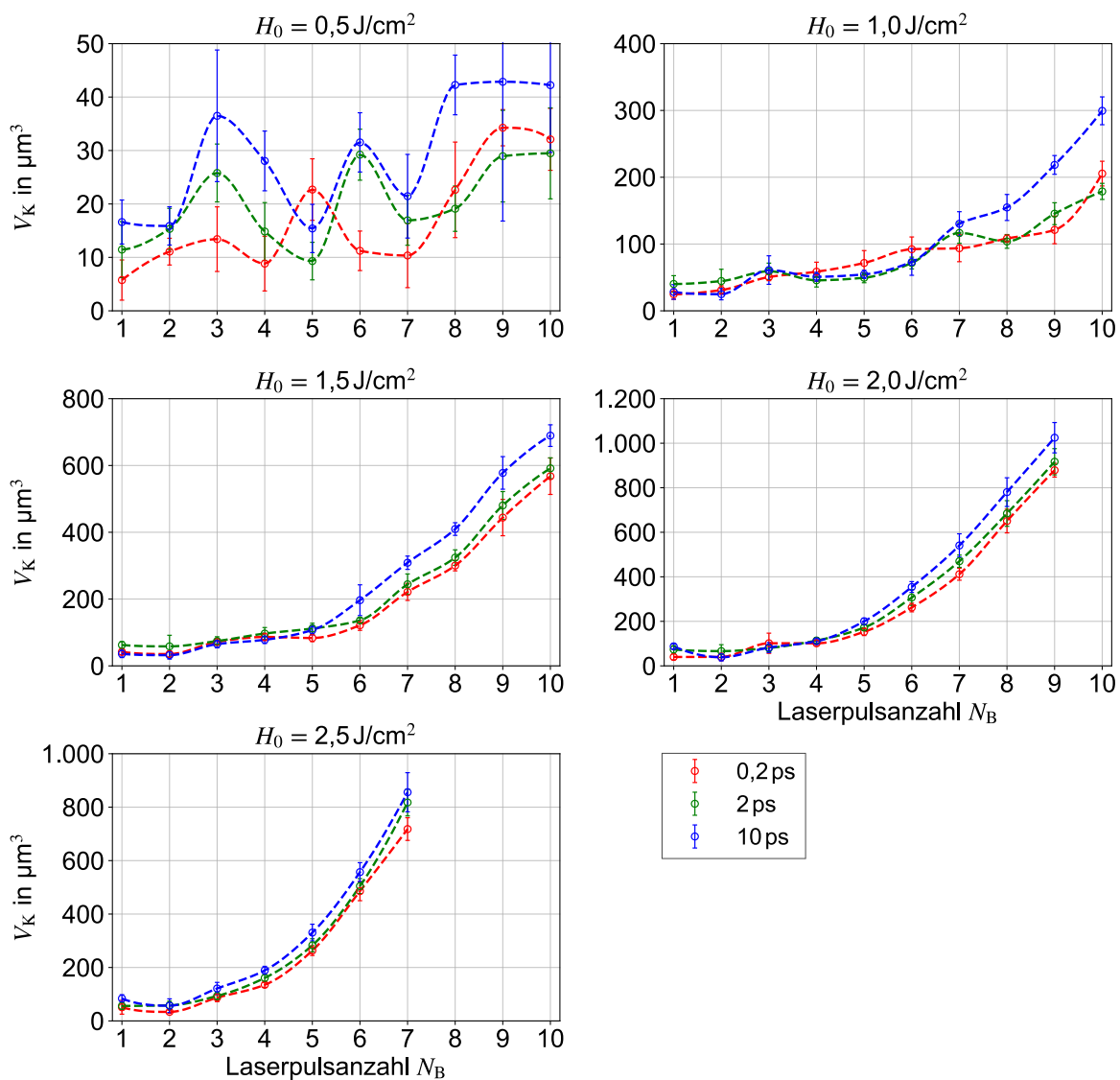


Abbildung 23: Abtragskratervolumen V_K in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im MHz-Burstmodus

Der Regimewechsel und die starke Zunahme des Abtragskratervolumens lassen sich auf die im Material akkumulierte Restwärme zurückführen [36]. Nach der Absorption eines Laserpulses verbleibt ein Teil der Energie als Wärmeenergie im Material. Aufgrund der kurzen zeitlichen Pulsabstände von 15 ns innerhalb des Bursts trifft der zweite Laserpuls auf das Material, noch bevor die Wärme durch Wärmeleitprozesse aus der Interaktionszone transportiert wird. Durch den Folgepuls steigt die Restwärme somit weiter an [28]. Umso mehr Laserpulse sich im Burst befinden, desto größer ist der akkumulierte Restwärmeanteil im Material. Wenn die Restwärmemenge so groß ist, dass die materialspezifische Schmelztemperatur überschritten wird, bildet sich eine Materialschmelze aus, welche durch die folgenden Laserpulse aus der Interaktionszone befördert wird. Betrachtet man das Schmelzvolumen in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl (Abbildung 24) so ist zu erkennen, dass in Anbetracht der Fehlerbalken bei $0,5 \text{ J/cm}^2$ die akkumulierte Restwärme nicht ausreicht, um Material aufzuschmelzen. In der Folge bildet sich keine Schmelze. Für 1 J/cm^2 ist ab sieben Laserpulsen pro Burst eine Schmelzbildung erkennbar. Da diese beim Abtrag aus der Interaktionszone befördert wird, steigt somit das Abtragskratervolumen deutlich an, was den zuvor beschriebenen Regimewechsel zur Folge hat. Mit steigender Fluenz verschiebt sich der Regimewechsel hin zu einer geringeren Laserpulsanzahl, da aufgrund der höheren Energieeintrags mehr Restwärme im Material akkumuliert wird und somit der materialspezifische Schmelzpunkt eher erreicht ist. Der Unterschied zwischen den Pulsdauern lässt sich dadurch erklären, dass sich bei einer Pulsdauer von 10 ps, welche länger als die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit ist, das Elektronen- und Phononensystem schon während des Laserpulses im thermischen Gleichgewicht befinden und so mehr Energie in Form von Restwärme im Material verbleibt.

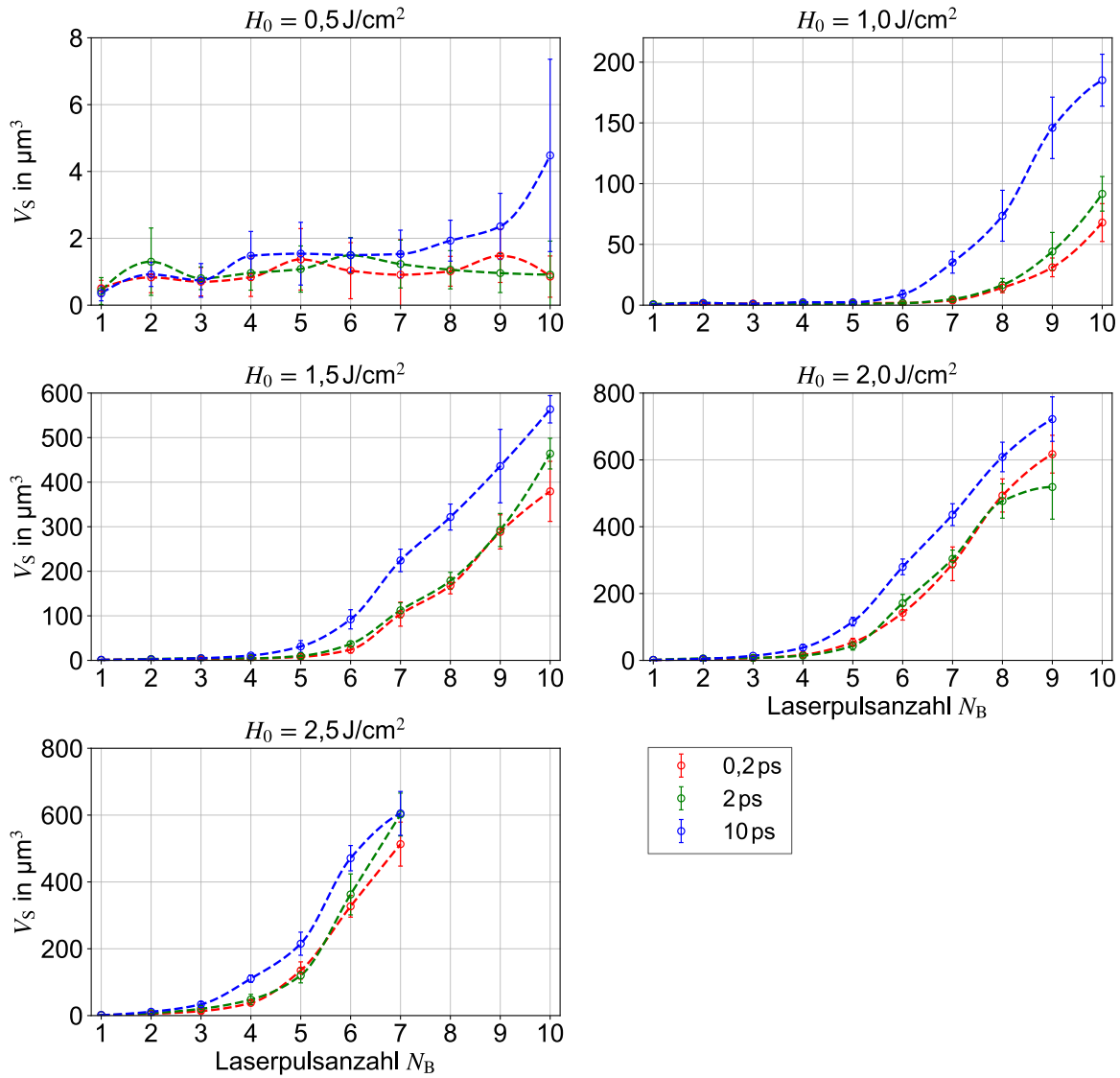


Abbildung 24: Schmelzvolumen V_S in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im MHz-Burstmodus

Zur Verdeutlichung der Schmelzbildung sind in Abbildung 25 REM-Aufnahmen der entstandenen Abtragskrater dargestellt. Beim Abtrag mit $0,5 \text{ J/cm}^2$ und bis zu sechs Laserpulsen pro Burst ist keine Schmelzbildung erkennbar. Eine Erhöhung der Fluenz bzw. Laserpulsanzahl führt dazu, dass sich im Zentrum der Krater eine Schmelzzone bildet. Diese ist umso ausgeprägter, je größer die Fluenz bzw. Laserpulsanzahl ist. Der Anteil an Materialschmelze nimmt immer weiter zu. Durch die Folgepulse wird die Materialschmelze aus dem Zentrum des Abtragskraters gedrängt und lagert sich anschließend in den Randbereichen ab, wo diese erstarrt [36].

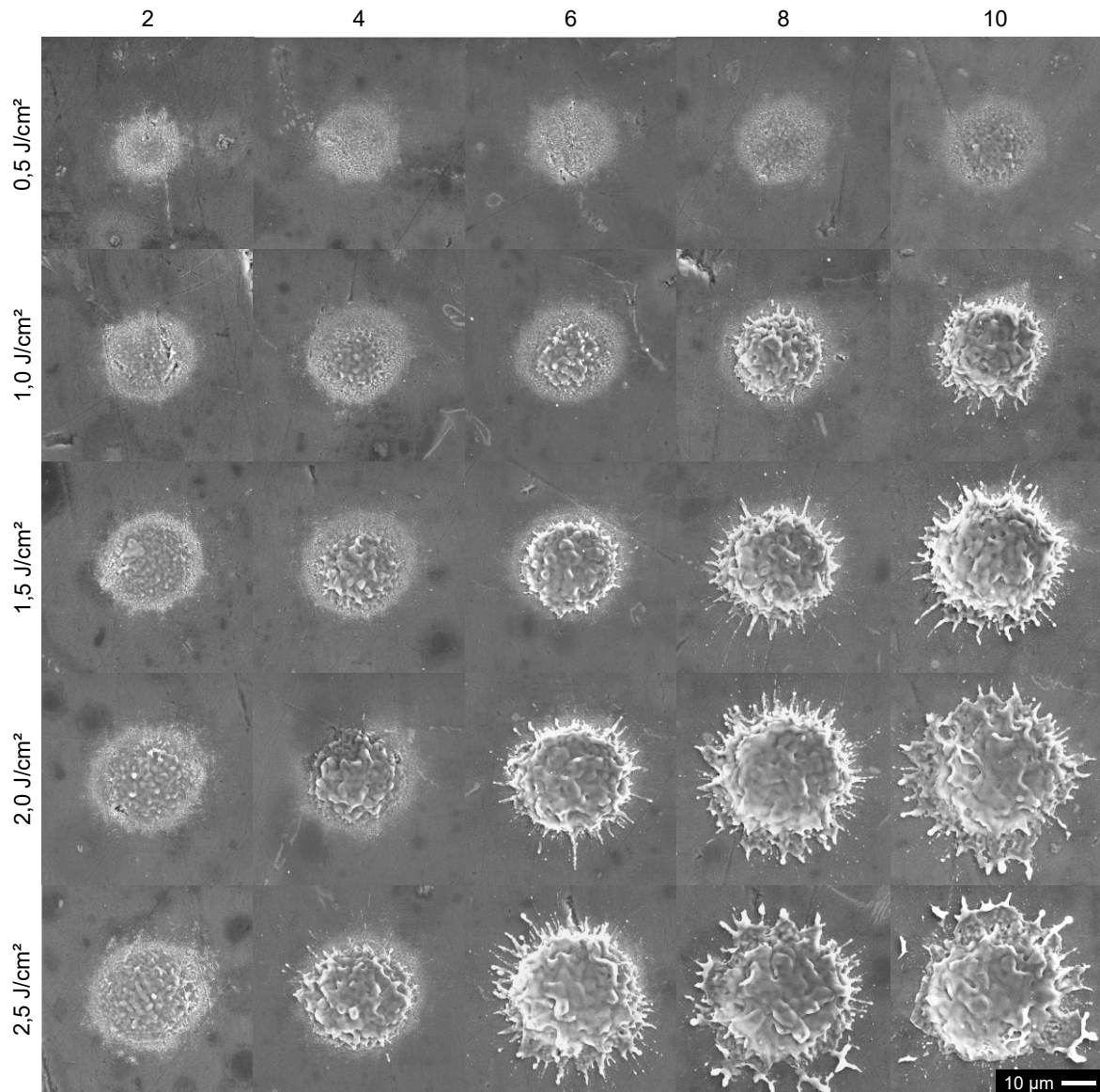


Abbildung 25: REM-Aufnahmen der Abtragskrater in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Laserpulsanzahl N_B für $\tau_p = 10$ ps

Über die Differenz zwischen dem ermittelten Abtragskrater- und Schmelzvolumen ist es mit Gleichung (26) möglich, dass in Abbildung 26 dargestellte Burstvolumen zu berechnen, welches angibt, wieviel Materialvolumen bei der Bearbeitung tatsächlich abgetragen wird. Im Gegensatz zur Darstellung in Abbildung 23 ist es nun nicht mehr möglich, zwischen den zwei erwähnten Regimen zu unterscheiden, da das steigende Abtragskratervolumen im zweiten Regime ein Resultat der ausgeprägteren Schmelzbildung ist. Es ist zu erkennen, dass das Burstvolumen mit steigender Fluenz immer weiter zunimmt. Zudem lässt sich feststellen, dass eine Erhöhung der Laserpulsanzahl nicht zwangsläufig zu einem größeren Burstvolumen führt. So ist am Beispiel von $1,0 \text{ J/cm}^2$ und einer Pulsdauer von 2 ps bzw. 10 ps ist zu erkennen, dass mit drei Laserpulsen pro Burst mehr Material abgetragen wird, wie mit einem Burst, der bis zu zwei Laserpulse mehr besitzt. Bei einer Fluenz von $2,5 \text{ J/cm}^2$ ist dieser Effekt noch stärker ausgeprägt. So wird für 10 ps mit einem, drei bzw. fünf

Laserpulsen pro Burst mehr Material abgetragen als mit einem Burst mit jeweils zwei, vier bzw. sechs Laserpulsen.

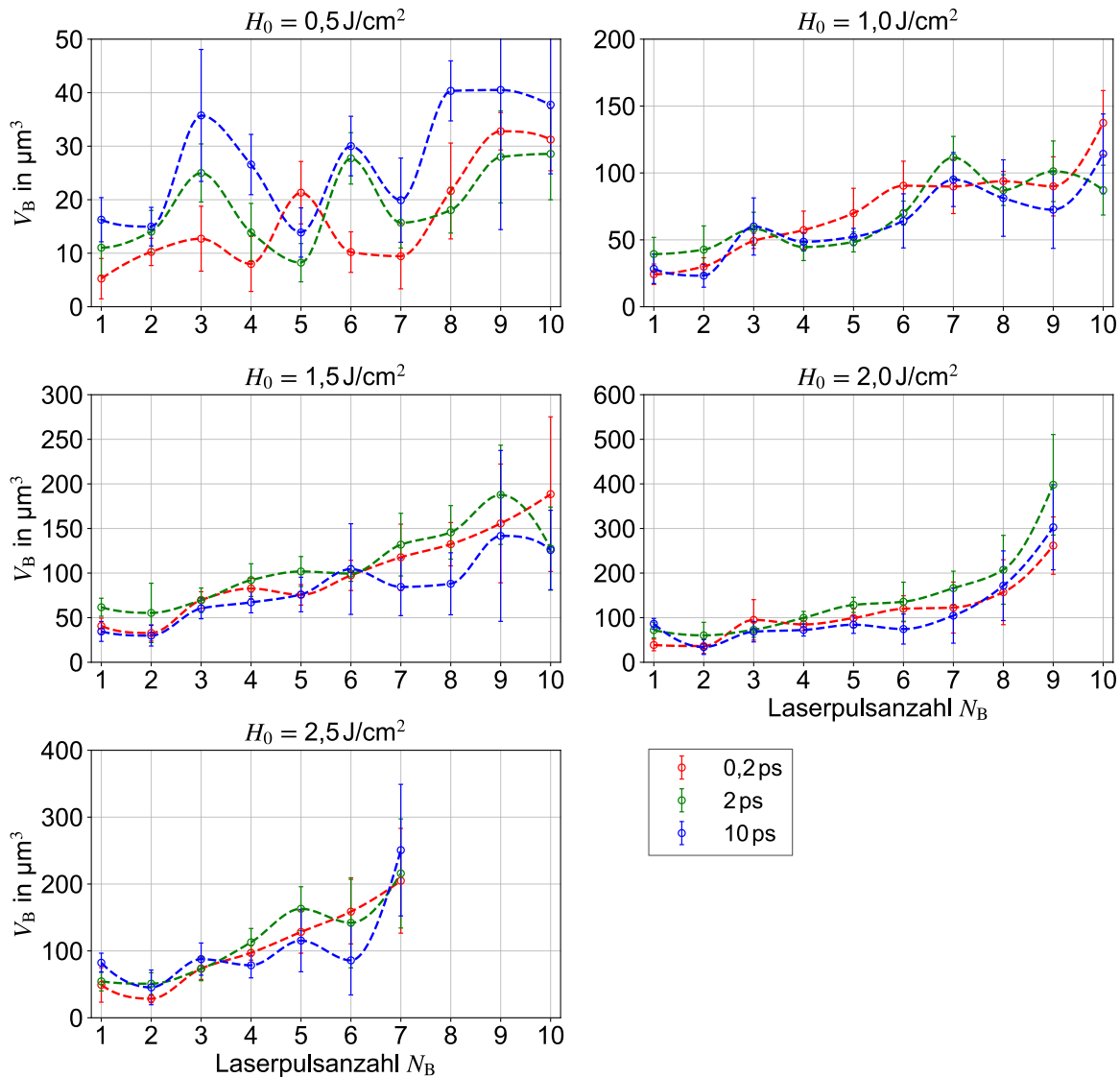


Abbildung 26: Burstvolumen V_B in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im MHz-Burstmodus

Die Unterschiede im Burstvolumen lassen mit dem in Abbildung 27 dargestellten Abtragsvolumen pro Puls erklären. Dieses gibt an, wieviel Materialvolumen von jedem einzelnen Laserpuls innerhalb des Bursts abgetragen wird. Für alle Pulsdauern und Fluenzen alterniert dieses Volumen mit der Zunahme der Laserpulsanzahl, was auch in [3] beobachtet wurde. Der Grund hierfür liegt in der Abschirmung der Folgepulse durch die Ablationswolke. Betrachtet man z.B. den Verlauf für 10 ps und $2,5 \text{ J/cm}^2$ so ist zu erkennen, dass der erste Laserpuls im Burst Material abträgt. Durch ihn wird eine Ablationswolke aus flüssigen und gasförmigen Materialanteilen erzeugt, die sich mit einigen 100 m/s von der Interaktionszone entfernt. Da der zweite Laserpuls schon nach 15 ns emittiert wird, kann sich die Ablationswolke jedoch nur einige hundert Nanometer von der Oberfläche entfernen [36]. Der Folgepuls trifft somit auf die zuvor entstandene Ablationswolke und wird durch diese abgeschirmt

Durch die Wechselwirkung mit der Ablationswolke wird eine Materialwiederablagerung induziert, was die negativen Werte für das Abtragsvolumen pro Laserpuls erklärt. Die Größe der Ablationswolke sinkt durch die Wechselwirkung mit dem zweiten Laserpuls, sodass der dritte Laserpuls gar nicht oder nur noch zum Teil von ihr abgeschildert wird. Daraufhin erzeugt dieser wieder eine Ablationswolke, welche den vierten Laserpuls abschirmt. Dieser Wechsel zwischen Abtrag und Abschirmung setzt sich während des Bursts weiter fort. Unterschiede im Hinblick auf die Fluenz sind darauf zurückzuführen, dass im Fall einer größeren Fluenz die Ablationswolke größer und dichter ist. Somit sind die Abschirmung des Folgepulses und die dadurch induzierte Materialablagerung stärker ausgeprägt.

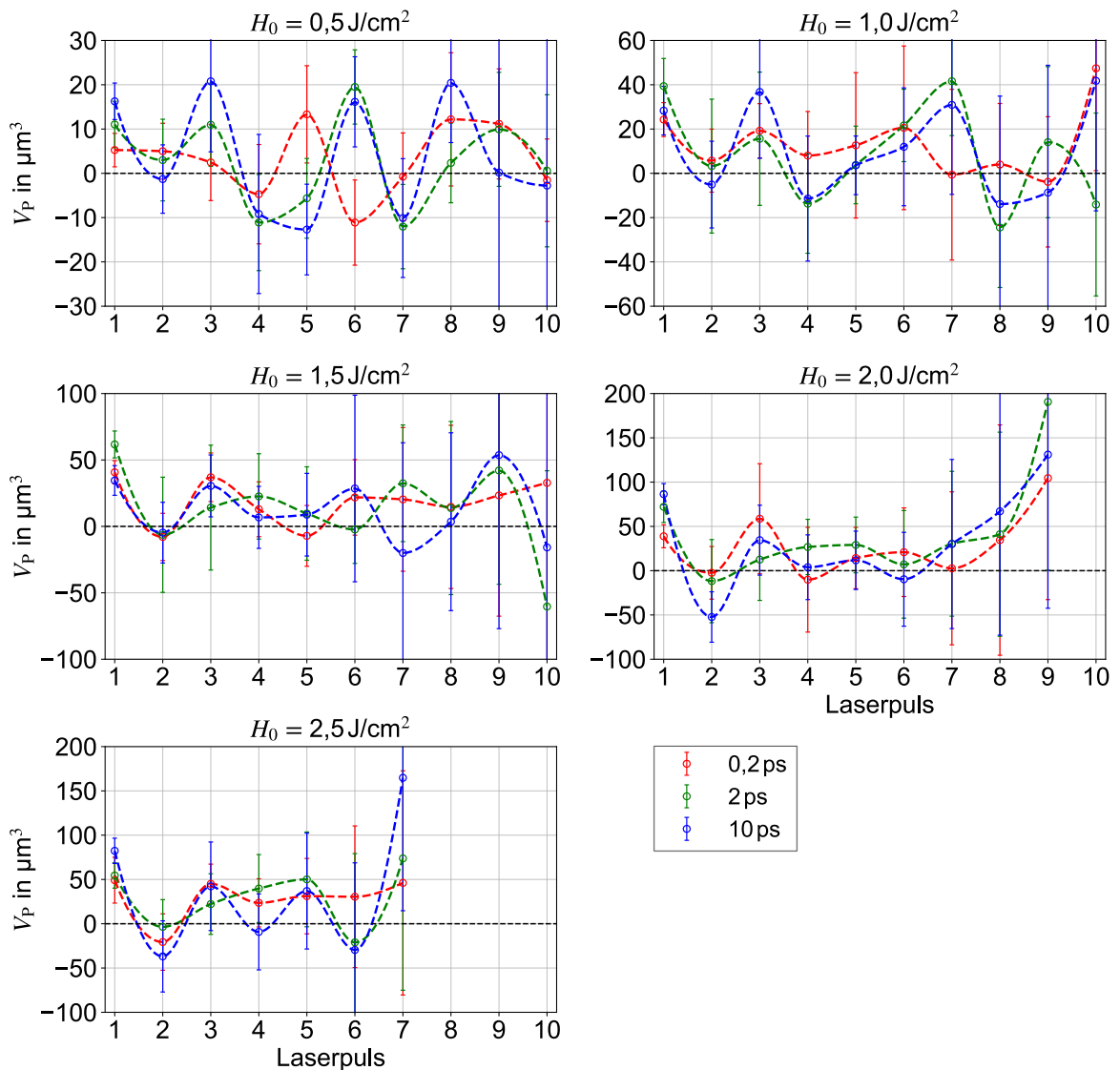


Abbildung 27: Abtragsvolumen pro Laserpuls V_p in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im MHz-Burstmodus

Basierend auf den ermittelten Volumina kann die beim Materialabtrag erreichbare Abtrags-effizienz berechnet werden. Als Grundlage dient das Burstvolumen, da dieses im Gegensatz zum Abtragskratervolumen nur das tatsächlich abgetragene Materialvolumen ohne Materialschmelze berücksichtigt. In Abbildung 28 wird ersichtlich, dass für alle Fluenzen

der Materialabtrag mit einem Laserpuls pro Burst am effizientesten ist. Es zeigt sich sehr deutlich, dass mit einer Erhöhung der Laserpulsanzahl eine Abnahme der Abtragseffizienz einhergeht. Die Abschirmung und Wiederablagerung von Materialanteilen beeinflusst somit dahingehend die erreichbare Abtragseffizienz, dass diese weder durch eine Fluenzänderung noch durch eine höhere Laserpulsanzahl ansteigt. So ist festzustellen, dass sich die Abtragseffizienz unabhängig von der Fluenz mit zunehmender Laserpulsanzahl immer im Bereich zwischen $2 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ und $6 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ befindet.

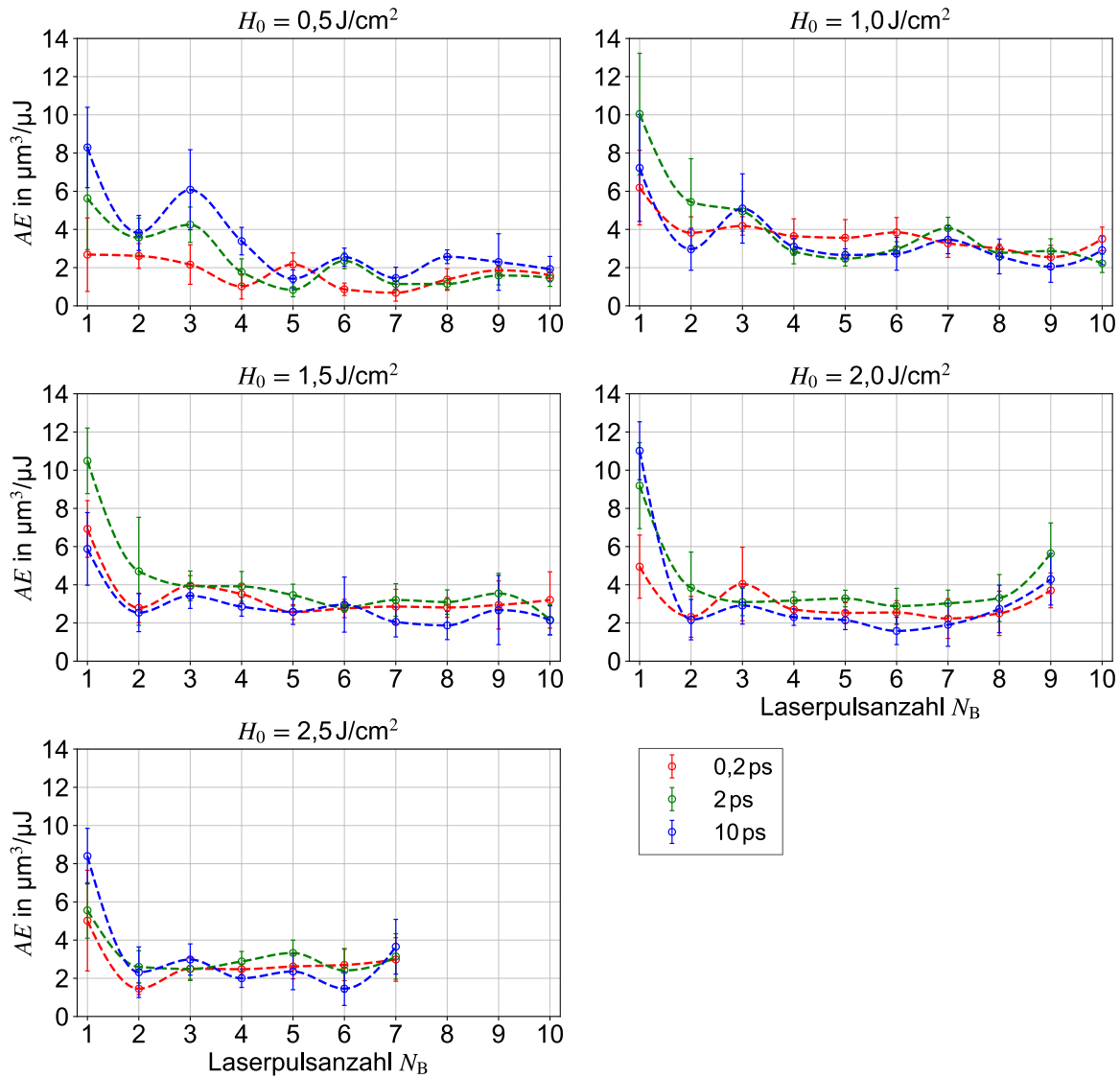


Abbildung 28: Abtragseffizienz AE in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im MHz-Burstmodus

4.3.2 GHz-Burstmodus

In Abbildung 29 ist das gemessene Abtragskratervolumen bei der Bearbeitung im GHz-Burstmodus mit bis zu zehn Laserpulsen pro Burst in Abhängigkeit von der Fluenz und Pulsdauer dargestellt. Im Gegensatz zur Bearbeitung mit dem MHz-Burstmodus ist für 0,5 J/cm² und 1,5 J/cm² keine Unterscheidung in die zwei Regime möglich. Das Abtragskratervolumen nimmt für beide Fluenzen mit steigender Laserpulsanzahl gleichmäßig zu. Eine Abweichung zeigt sich lediglich für 0,5 J/cm² bei einer Pulsdauer von 10 ps. Bei einer Fluenz von 2,5 J/cm² ist ab vier Laserpulsen pro Burst ein leichter Übergang in das zweite Regime zu erkennen. Dieser Übergang ist jedoch bei weitem nicht so ausgeprägt, wie es bei der gleichen Fluenz im MHz-Burstmodus der Fall ist.

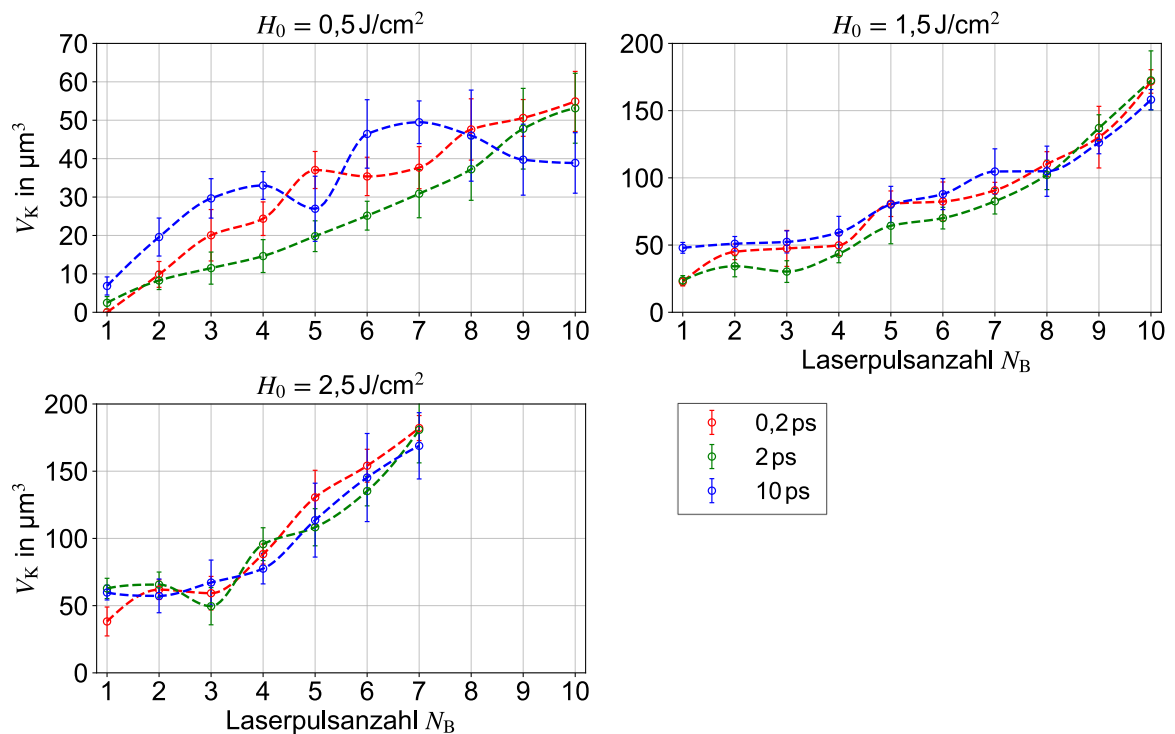


Abbildung 29: Abtragskratervolumen V_K in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu 2,5 J/cm² je Laserpuls im GHz-Burstmodus

Vergleicht man das Abtragskratervolumen mit dem in Abbildung 30 aufgeführten Schmelzvolumen, so ist zu erkennen, dass sich beide Darstellungen kaum voneinander unterscheiden. Wie auch das Abtragskratervolumen nimmt das Schmelzvolumen mit steigender Laserpulsanzahl immer weiter zu. Im Hinblick auf das Burstvolumen in Abbildung 31 zeigt sich, dass für 2 ps und 10 ps bei einer Fluenz von 1,5 J/cm² und 2,5 J/cm² mit einem Laserpuls am meisten Material abgetragen wird. Eine Erhöhung der Laserpulsanzahl pro Burst bewirkt keine Steigerung des Burstvolumens, sondern lediglich eine Vergrößerung des Schmelzvolumens. Somit ist davon auszugehen, dass bei einer Materialbearbeitung mit dem GHz-Burstmodus das Material nicht abgetragen, sondern primär aufgeschmolzen wird.

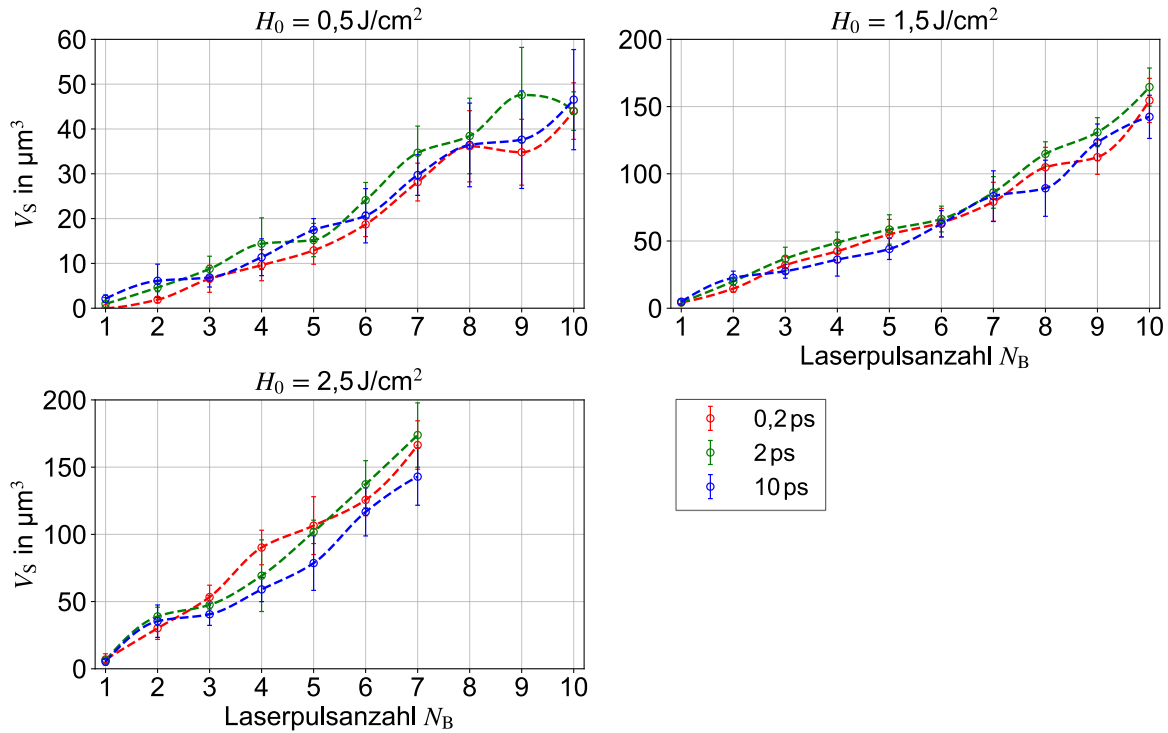


Abbildung 30: Schmelzvolumen V_S in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im GHz-Burstmodus

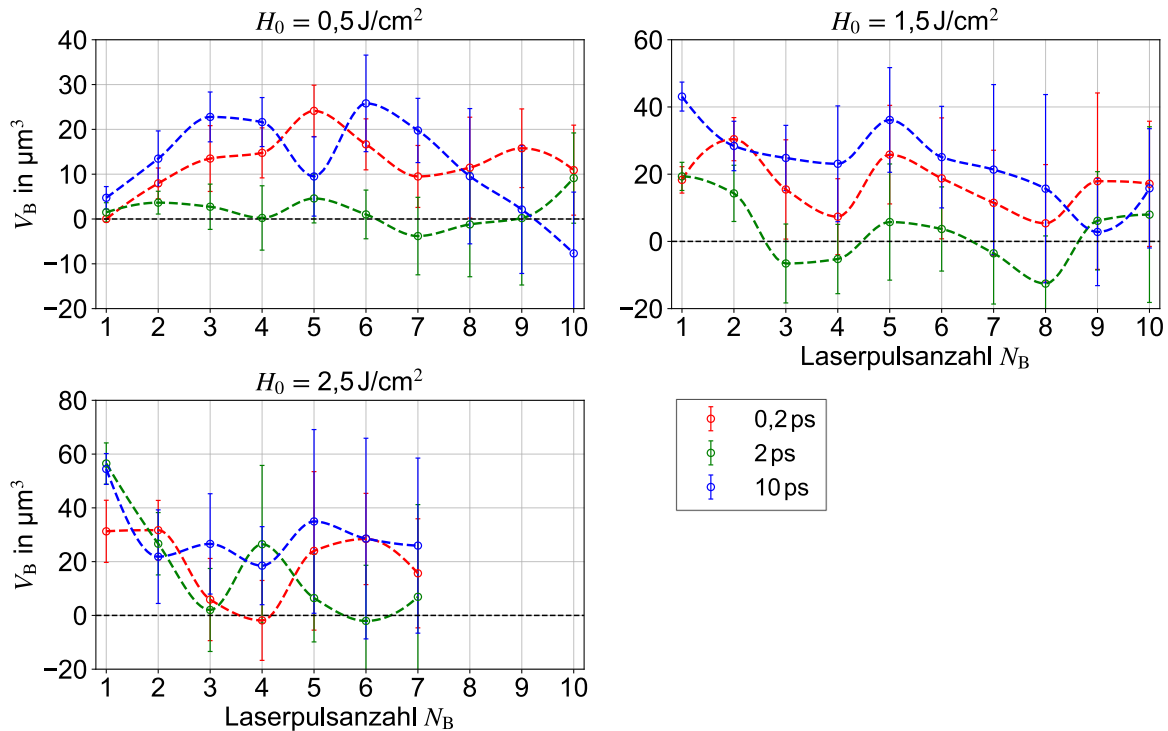


Abbildung 31: Burstvolumen V_B in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im GHz-Burstmodus

Im Hinblick auf das abgetragene Materialvolumen pro Laserpuls (Abbildung 32) zeigt sich, dass für eine Fluenz von $1,5 \text{ J/cm}^2$ und $2,5 \text{ J/cm}^2$ nur der erste Laserpuls in einem Burst mit

zehn Laserpulsen einen bedeutenden Materialabtrag erzielt. In Anbetracht der Fehlerbalken wird mit den Folgepulsen kein weiteres Material abgetragen. Wie auch bei der Bearbeitung mit dem MHz-Burstmodus, erzeugt der erste Laserpuls eine Ablationswolke. Dadurch werden wiederum die Folgepulse abgeschirmt. Aufgrund der kürzeren Pulsabstände im GHz-Burstmodus werden mehrere Laserpulse von der Ablationswolke absorbiert woraufhin ein Plasma entsteht, welches die Folgepulse absorbiert und so aufrechterhalten wird. Das Plasma führt zudem dazu, dass die Materialoberfläche aufschmilzt, wodurch sich der Anteil an Materialschmelze erhöht [51]. Ein weiterer Effekt, der zu einem geringeren Materialabtrag führt, ist die Verdünnungswelleninterferenz. Bei der Absorption eines ultrakurzen Laserpulses entsteht eine Druckwelle, die das Material komprimiert und sich in das Materialinnere ausbreitet [3]. Ihr folgt eine Verdünnungswelle, durch die sich das Material ausdehnt und aus der Interaktionszone befördert wird. Trifft der Folgepuls nach einigen hundert Pikosekunden auf das Material, so interferiert die durch ihn erzeugte Druckwelle destruktiv mit der durch den ersten Laserpuls erzeugten Verdünnungswelle. Daraus resultierend sinkt die Intensität der Verdünnungswelle und die damit verbundenen Spannungen, wodurch weniger Material abgetragen wird [36].

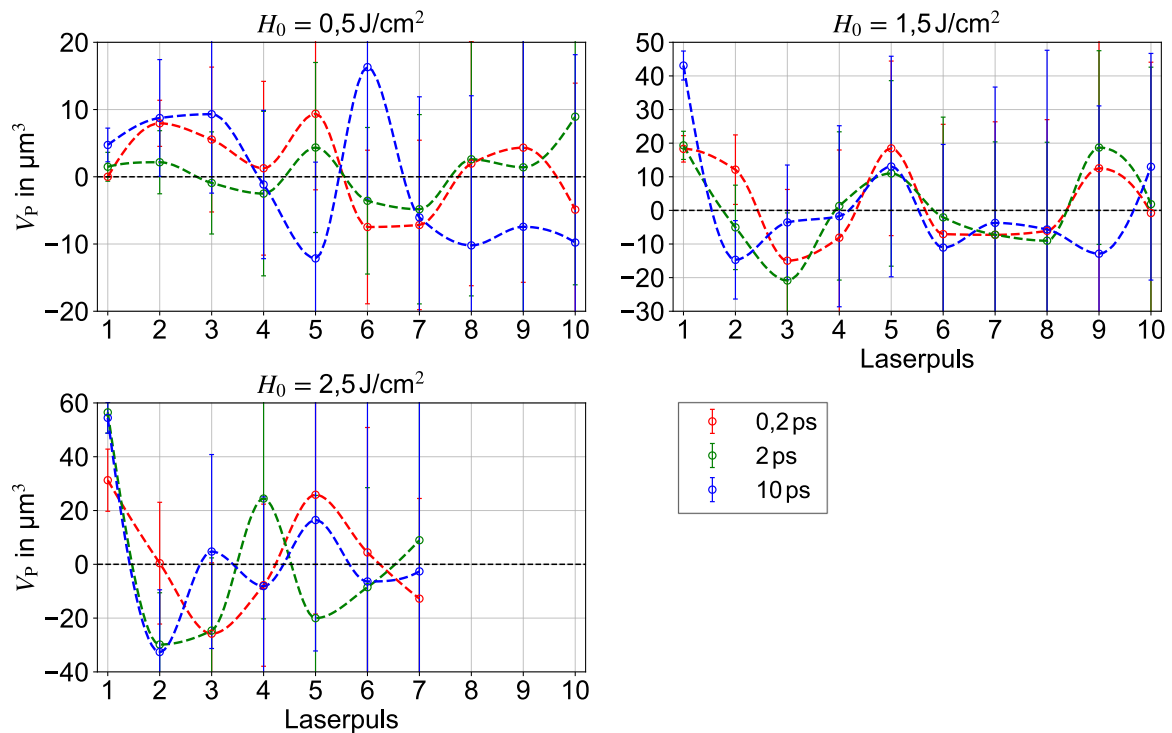


Abbildung 32: Abtragsvolumen pro Laserpuls V_P in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_P für bis zu 2,5 J/cm² je Laserpuls im GHz-Burstmodus

In Abbildung 33 veranschaulichen REM-Aufnahmen die bei der Bearbeitung mit dem GHz-Burstmodus entstandenen Abtragskrater. Am Beispiel von 0,5 J/cm² ist zu erkennen, dass die Materialoberfläche zuerst aufgeraut wird und sich, wie auch beim MHz-Burstmodus, im Zentrum der Abtragskrater mit steigender Laserpulsanzahl eine Schmelze ausbildet. Mit steigender Fluenz nehmen der Durchmesser der Abtragskrater und die Schmelzbildung zu. Weiterhin lässt sich feststellen, dass sich der Schmelzfilm mit steigender

Laserpulsanzahl homogen über den gesamten Abtragskrater verteilt. In den Randbereichen erstarrt die Schmelze in Form von Schmelzaufwürfen. Diese werden mit steigender Laserpulsanzahl immer größer. Für zehn Laserpulse pro Burst und $1,5 \text{ J/cm}^2$ bzw. $2,5 \text{ J/cm}^2$ sind im Zentrum der Abtragskrater wellenförmige Schmelzaufwürfe zu erkennen, die konzentrisch um den Mittelpunkt des Abtragskraters angeordnet sind. Eine Erklärung hierfür ist die starke Abschirmung der Folgepulse im GHz-Burstmodus. Durch die entstandene Druckwelle bei der Absorption eines Laserpulses durch das Plasma wird das Material in zeitlich periodischen Abständen vom Zentrum hin zu den Randbereichen gedrängt [36].

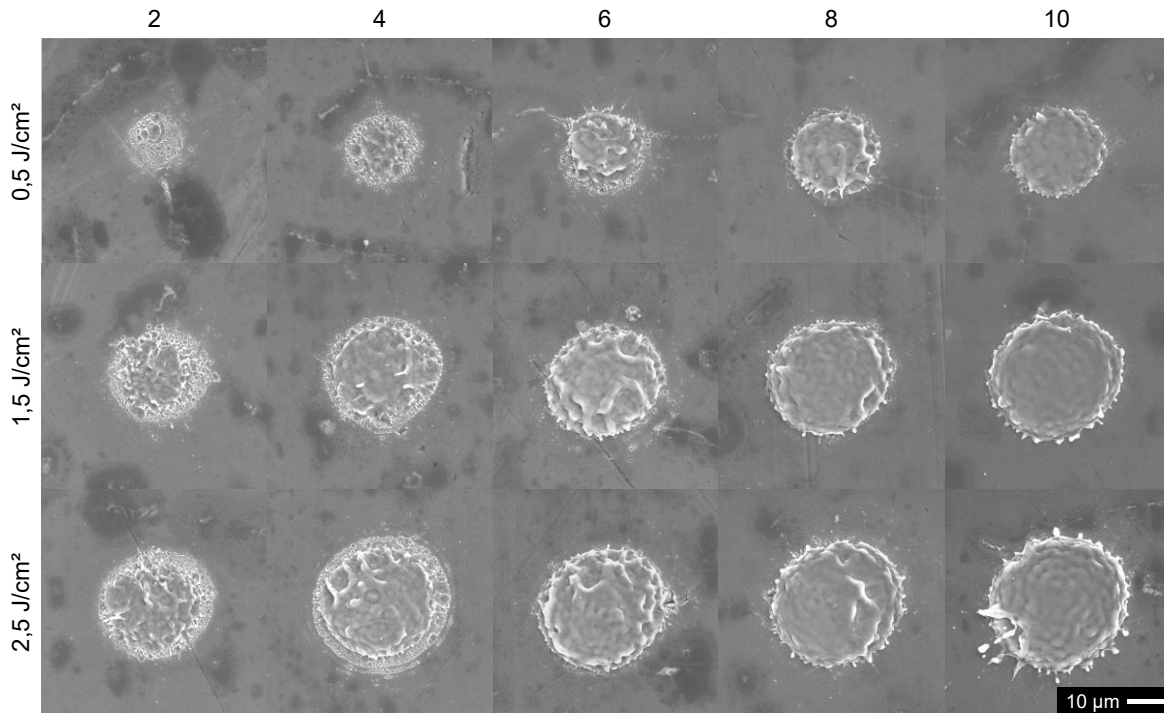


Abbildung 33: REM-Aufnahmen der Abtragskrater in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 und Laserpulsanzahl N_B für $\tau_p = 10 \text{ ps}$

Die mit dem GHz-Burstmodus erreichte Abtragseffizienz ist in Abbildung 34 dargestellt. Dabei zeigt sich, dass für $1,5 \text{ J/cm}^2$ und $2,5 \text{ J/cm}^2$ der effizienteste Materialabtrag immer mit einem Laserpuls pro Burst erfolgt. Aufgrund der Abschirmung durch das entstandene Plasma und die auftretende Verdünnungswelleninterferenz nimmt die Abtragseffizienz mit steigender Laserpulsanzahl für alle Pulsdauern stark ab. Am Beispiel von $1,5 \text{ J/cm}^2$ ist zu erkennen, dass bei sechs bis zehn Laserpulsen pro Burst die Abtragseffizienz maximal im Bereich von $1 \text{ } \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ liegt. Der GHz-Burstmodus eignet sich somit nicht für den effizienten Materialabtrag.

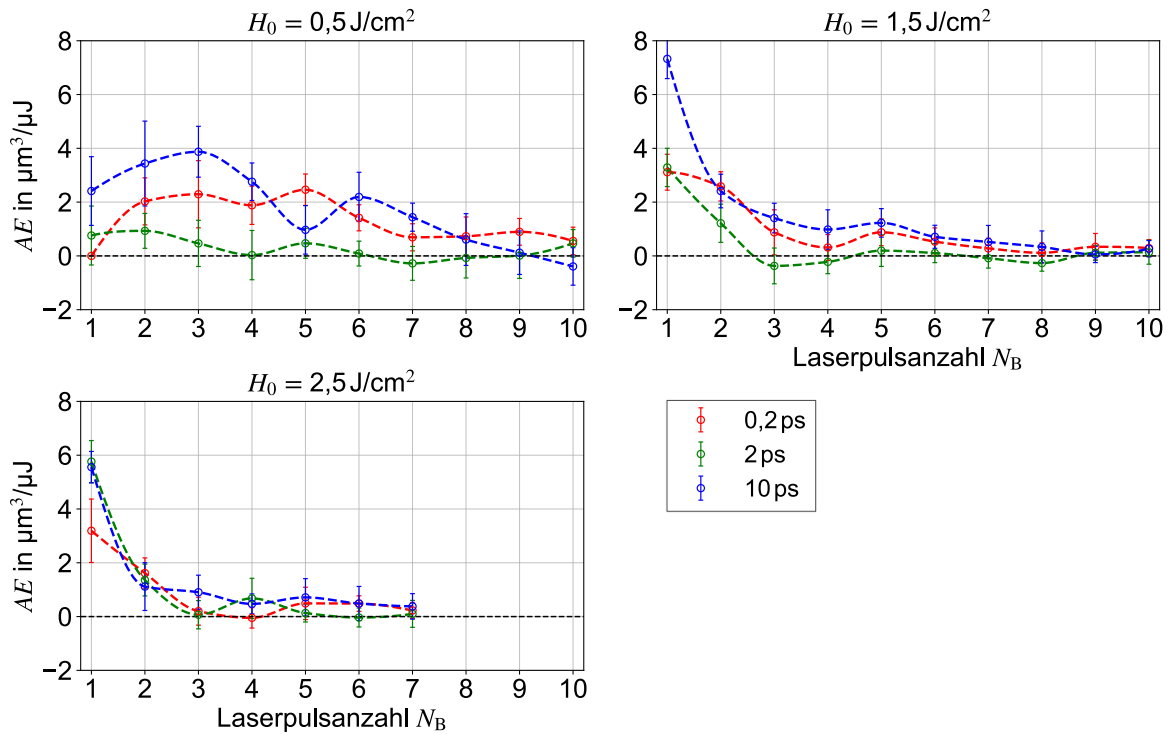


Abbildung 34: Abtragseffizienz AE in Abhängigkeit von der Laserpulsanzahl N_B und Pulsdauer τ_p für bis zu $2,5 \text{ J/cm}^2$ je Laserpuls im GHz-Burstmodus

4.3.3 Vergleich der Burstmodi

Anhand der gewonnenen Erkenntnisse bei der Materialbearbeitung mit dem MHz- und GHz-Burstmodus ist es nun möglich, die Burstmodi miteinander zu vergleichen. Hierzu ist in Abbildung 35 exemplarisch für eine Fluenz von $1,5 \text{ J/cm}^2$ bei einer Pulsdauer von 10 ps ein Vergleich der beiden Burstmodi aufgeführt. Bis hin zu fünf Laserpulsen pro Burst unterscheiden sich die Abtragskratervolumina (Abbildung 35 oben links) nicht wesentlich voneinander. Ab sechs Laserpulsen pro Burst steigt das Abtragskratervolumen für den MHz-Burstmodus jedoch deutlich an. Dieser Anstieg begründet sich dadurch, dass aufgrund der akkumulierten Restwärme zunehmend Material aufgeschmolzen und durch die Folgepulse aus der Interaktionszone befördert wird, was sich in einer Steigerung des Schmelzvolumens (Abbildung 35 oben rechts) äußert. Während im MHz-Burstmodus erst ab vier Laserpulsen pro Burst eine Schmelzbildung erkennbar ist, entsteht beim Abtrag mit dem GHz-

Burstmodus schon ab zwei Laserpulsen pro Burst eine Schmelze. Im Gegensatz zum MHz-Burstmodus, bei dem die Wärmeakkumulation zur Schmelzbildung führt, ist im GHz-Burstmodus das Plasma die Ursache der Schmelzbildung, welches durch die Wechselwirkung der Ablationswolke mit den Folgepulsen entsteht. Das Plasma führt dazu, dass die Materialoberfläche aufgeschmolzen wird. Die lineare Zunahme des Schmelzvolumens bei einer Erhöhung der Laserpulsanzahl lässt darauf schließen, dass das Plasma durch die Folgepulse aufrechterhalten wird und so sukzessive mehr Material aufschmilzt. Hinsichtlich des Burstvolumens (Abbildung 35 unten links) ist zu erkennen, dass dieses mit steigender Laserpulsanzahl im MHz-Burstmodus zunimmt. Die Abnahme bei zwei, sieben bzw. neun Laserpulsen pro Burst lässt sich auf die Abschirmung der Folgepulse durch die Ablationswolke zurückführen. Im GHz-Burstmodus wird mit einem Laserpuls am meisten Material abgetragen. Die Folgepulse werden alle durch das entstehende Plasma abgeschirmt, weswegen eine Erhöhung der Laserpulsanzahl nicht zu einem größeren Burstvolumen führt. Die ausgeprägte Abschirmung wirkt sich zudem maßgeblich auf die erreichbare Abtragseffizienz (Abbildung 35 unten rechts) aus. Für beide Burstmodi ist der Abtrag mit einem Laserpuls am effizientesten. Eine höhere Laserpulsanzahl führt in beiden Fällen dazu, dass die Abtragseffizienz sinkt, wobei im MHz-Burstmodus dennoch deutlich effizienter Material abgetragen wird, als im GHz-Burstmodus.

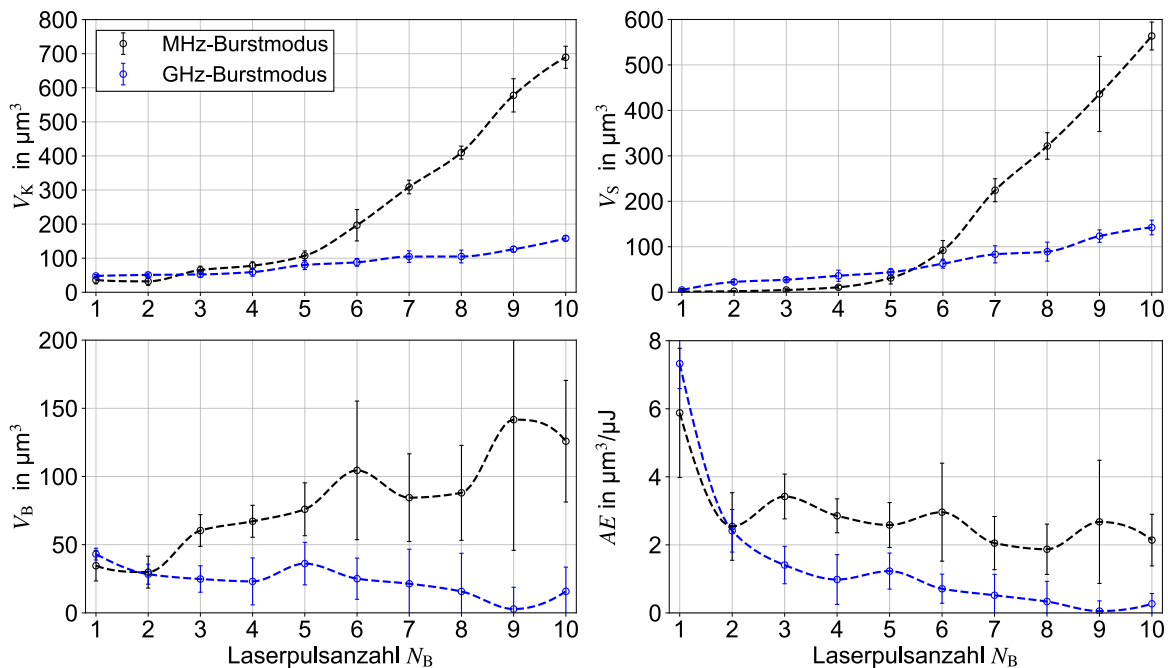


Abbildung 35: Vergleich von Abtragskratervolumen V_K , Schmelzvolumen V_S , Burstvolumen V_B , Abtragseffizienz AE im MHz- und GHz-Burstmodus für $H_0 = 1,5 \text{ J/cm}^2$ und $\tau_P = 10 \text{ ps}$

Die Beschaffenheit der Abtragskrater hängt maßgeblich davon ab, ob der Materialabtrag im MHz- oder GHz-Burstmodus erfolgt. So entsteht aufgrund der ausgeprägten Wärmeakkumulation bei der Bearbeitung mit dem MHz-Burstmodus viel Schmelze. Diese wird durch die Folgepulse nach außen gedrängt bzw. lagert sich durch die Wechselwirkung mit der Ablationswolke wieder im Abtragskrater ab. Die in Abbildung 36 aufgeführten REM-

Aufnahmen zeigen eine typische Oberflächenmorphologie, wie sie bei der Bearbeitung im MHz- und GHz-Burstmodus vorzufinden ist. Die Abtragskrater beim Abtrag mit dem MHz-Burstmodus sind durch Schmelzaufwürfe im Zentrum gekennzeichnet. In den Randbereichen erstarrt Schmelze sehr unregelmäßig, was zur Folge hat, dass kein klarer Bereich zu erkennen ist, in welchem ein Materialabtrag erfolgt. Die Abtragskrater, welche bei der Bearbeitung im GHz-Burstmodus entstehen, weisen hingegen definierte Randbereiche auf. Zudem bildet sich im Zentrum der Abtragskrater ein gleichmäßiger Schmelzfilm aus.

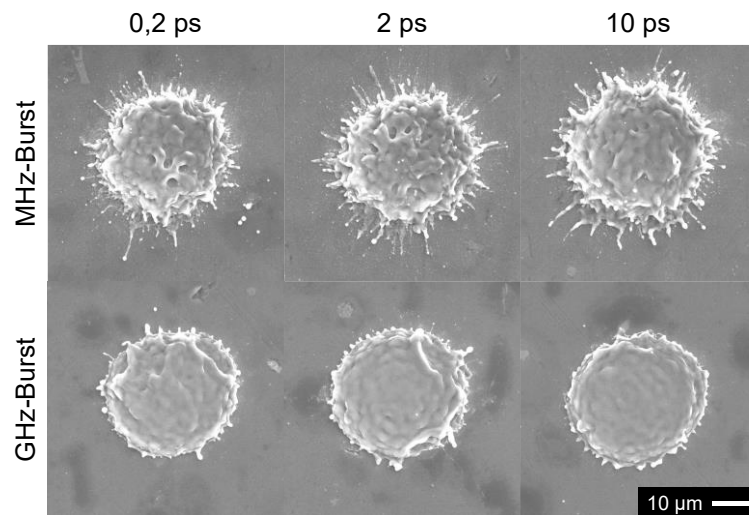


Abbildung 36: REM-Aufnahmen Abtragskrater für die Bearbeitung mit dem MHz- und GHz-Burstmodus mit $H_0 = 1,5 \text{ J/cm}^2$ und $N_B = 10$

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Materialabtrag mittels ultrakurzer Laserpulse im Einzelpuls- und Burstmodus am Beispiel von reinem Aluminium untersucht. Der Abtrag erfolgte mit Laserpulsen im Zeitbereich von 0,2 ps bis 10 ps bei einer maximalen Laserpulsanzahl von $N = 500$ im Einzelpuls- und $N_B = 10$ im Burstmodus.

Die materialspezifische Ablationsschwelle wurde anhand der beim Einzelpulsabtrag erzeugten Durchmesser der Abtragskrater bestimmt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Ablationsschwelle eine Abhängigkeit von der Pulsdauer aufweist. So wird diese mit steigender Pulsdauer geringer und ist im betrachteten Parameterbereich für 0,2 ps mit $0,44 \pm 0,1 \text{ J/cm}^2$ maximal und für 10 ps mit $0,29 \pm 0,07 \text{ J/cm}^2$ minimal. Eine Erklärung hierfür ist, dass die Temperatur des Elektronensystems und somit auch dessen Wärmeleitfähigkeit für kleine Pulsdauern größer ist. Dadurch wird ein großer Anteil der absorbierten Pulsenergie in das Materialinnere abgeleitet und steht somit nicht mehr für den Materialabtrag zur Verfügung. Ein weiterer Faktor ist die Abnahme des Reflexionsgrades mit steigender Temperatur des Phononensystems. Dieser ist besonders für Pulsdauern von Relevanz, die länger als die materialspezifischen Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit von $\tau_P = 4,25 \text{ ps}$ sind. Bei diesen Pulsdauern befinden sich Elektronen- und Phononensystem schon während des Laserpulses im thermischen Gleichgewicht. Das führt wiederum dazu, dass sich die Phononensystemtemperatur schon während der Absorption des Laserpulses ändert. Durch die Abnahme des Reflexionsgrades mit steigender Temperatur wird die Absorption des Laserpulses somit verstärkt. Die Anzahl der Laserpulse ist ein weiterer Faktor, welcher die Ablationsschwelle beeinflusst. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die Ablationsschwelle mit steigender Laserpulsanzahl abnimmt. Grund dafür ist die zunehmende Aufrauung der Oberfläche durch die auftreffenden Laserpulse. Der Absorptionsgrad der Oberfläche steigt, woraufhin mit einer niedrigeren Fluenz Material abgetragen werden kann. Mit Hilfe der Durchmesser der Abtragskrater konnte der materialspezifische Inkubationsfaktor für Aluminium bestimmt werden. Dieser liegt für den untersuchten Parameterbereich zwischen $0,72 \pm 0,02$ und $0,8 \pm 0,05$. Dabei konnte kein Zusammenhang zwischen dem Inkubationsfaktor und der Pulsdauer bzw. der Fluenz der Laserpulse gefunden werden, was darauf schließen lässt, dass der Inkubationsfaktor im betrachteten Parameterbereich fluenz- und pulsdauerunabhängig ist.

Die Bestimmung der effektiven Eindringtiefe der Energie erfolgte anhand der Abtragskratervolumina. Dabei wurde festgestellt, dass die effektive Eindringtiefe der Energie beim Einzelpulsabtrag für 5 ps maximal ist. Ihre Abnahme für kürzere bzw. längere Pulsdauern lässt sich wiederum durch die Änderung der Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems erklären. Aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit für kurze Pulsdauern wird die eingebrachte Energie schnell in das Material abgeleitet und steht nicht für den Materialabtrag zur Verfügung. Da

jedoch das Abtragskratervolumen die Grundlage für die Bestimmung der effektiven Eindringtiefe der Energie ist, wird diese somit auch kleiner. Die Abnahme für längere Pulsdauern begründet sich durch die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit. Der Großteil der absorbierten Energie konzentriert sich somit nahe der Materialoberfläche. Zudem dehnt sich die Materialoberfläche für längere Pulsdauern aufgrund von thermischen Spannungen während des Laserpulses um eine gewisse Distanz aus, wodurch sich effektive Eindringtiefe der Energie dementsprechend um diesen Betrag reduziert.

Im Hinblick auf die Effizienz der Materialabtrags zeigte sich, dass diese mit steigender Fluenz bis hin zur optimalen Fluenz zunimmt und anschließend absinkt. Ein Vergleich zwischen den verwendeten Pulsdauern zeigt, dass sowohl die Ablationsschwelle als auch die effektive Eindringtiefe der Energie die maximal erreichbare Abtragseffizienz beeinflussen. Soll ein möglichst effizienter Materialabtrag erfolgen, so ist es ratsam, das Material mit Fluenzen nahe der optimalen Fluenz zu bearbeiten, mit einer Pulsdauer, für die die Ablationsschwelle möglichst klein und die effektive Eindringtiefe der Energie verhältnismäßig groß ist.

Der Materialabtrag mit dem Burstmodus unterscheidet sich zur Einzelpulsbearbeitung dahingehend, dass nicht ein Laserpuls hoher Energie Material abträgt, sondern die Energie auf eine bestimmte Anzahl von Laserpulsen innerhalb des Bursts aufgeteilt wird. Dadurch ist es möglich, bei geringen Fluenzen nahe der optimalen Fluenz effizienter Material abzutragen und dennoch die maximal zur Verfügung stehende Laserleistung auszunutzen. Je nachdem, ob der Materialabtrag im MHz- oder GHz-Burstmodus erfolgt, treten Effekte auf, die den Bearbeitungsprozess maßgeblich beeinflussen. So werden beim Abtrag im MHz-Burstmodus einzelne Laserpulse von der Ablationswolke abgeschirmt und tragen somit nicht zum Materialabtrag bei bzw. induzieren eine Wiederablagerung von Materialanteilen. Aufgrund der kürzeren zeitlichen Pulsabstände ist die Abschirmung im GHz-Burstmodus noch ausgeprägter, da die Ablationswolke mehrere aufeinanderfolgende Laserpulse absorbiert, wodurch ihre Temperatur zunimmt und letztendlich ein Plasma entsteht. Dieses absorbiert wiederum die Folgepulse und wird so aufrechterhalten.

Die Akkumulation von Restwärme hat ebenfalls einen Einfluss auf den Materialabtrag im Burstmodus. Nach der Absorption eines Laserpulses verbleibt ein Teil der absorbierten Energie als Restwärme im Material. Aufgrund der kurzen zeitlichen Laserpulsabstände innerhalb des Bursts treffen die Folgepulse auf das Material noch bevor die Restwärme in das Materialinnere abgeleitet werden kann. In der Folge steigt die Temperatur nahe der Interaktionszone mit jedem Laserpuls immer weiter an. Überschreitet die Temperatur den materialspezifischen Schmelzpunkt, so wird das Material aufgeschmolzen und durch die Folgepulse abgetragen. Beim Abtrag im MHz-Burstmodus führt die ausgeprägte Schmelzbildung zu einer Erhöhung des abgetragenen Materialvolumens und damit zu einer Steigerung der Abtragseffizienz. Aufgrund der stärkeren Abschirmung im GHz-Burstmodus wird weniger Energie vom Material absorbiert, woraus folgt, dass die Wärmeakkumulation eine untergeordnete Bedeutung hat und somit auch die weniger Schmelze entsteht.

Literaturverzeichnis

- [1] Nathala, C. S. R. et al. (2016) *Ultrashort laser pulse ablation of copper, silicon and gelatin: effect of the pulse duration on the ablation thresholds and the incubation coefficients* in: Applied Physics A 122, H. 2. <https://doi.org/10.1007/s00339-016-9625-6>
- [2] Lickschat, P.; Metzner, D.; Weißmantel, S. (2020) *Fundamental investigations of ultrashort pulsed laser ablation on stainless steel and cemented tungsten carbide* in: The International Journal of Advanced Manufacturing Technology 109, 3-4, S. 1167–1175. <https://doi.org/10.1007/s00170-020-05502-8>
- [3] Förster, D. J. et al. (2021) *Review on Experimental and Theoretical Investigations of Ultra-Short Pulsed Laser Ablation of Metals with Burst Pulses* in: Materials (Basel, Switzerland) 14, Nr. 12. <https://doi.org/10.3390/ma14123331>
- [4] Dausinger, F.; Hugel, H.; Konov, V. I. (2012) *Micromachining with ultrashort laser pulses: from basic understanding to technical applications* in: Weber, H. P.; Konov, V. I.; Graf, T. [Hrsg.] *SPIE Proceedings*. SPIE, S. 106–115.
- [5] Colina, M. et al. (2011) *Laser ablation modelling of aluminium, silver and crystalline silicon for applications in photovoltaic technologies* in: Surface Engineering 27, H. 6, S. 414–423. <https://doi.org/10.1179/174329409X397804>
- [6] Nolte, S. et al. (1997) *Ablation of metals by ultrashort laser pulses* in: Journal of the Optical Society of America B 14, H. 10, S. 2716. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.14.002716>
- [7] Winter, J. et al. (2021) *Ultrashort single-pulse laser ablation of stainless steel, aluminium, copper and its dependence on the pulse duration* in: Optics express 29, Nr. 10, pp. 14561–14581. <https://doi.org/10.1364/OE.421097>
- [8] Finger, J.-T. *Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen beim Ultrakurzpuls-Laserabtrag mit hohen Repetitionsraten* [Dissertation]. Fraunhofer-Institut für Lasertechnik ILT.
- [9] Liang, J. et al. (2018) *A model to predict the ablation width and calculate the ablation threshold of femtosecond laser* in: Applied Surface Science 456, S. 482–486. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.06.093>
- [10] Povarnitsyn, M. E.; Fokin, V. B.; Levashov, P. R. (2015) *Microscopic and macroscopic modeling of femtosecond laser ablation of metals* in: Applied Surface Science 357, S. 1150–1156. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2015.09.131>

- [11] Metzner, D. et al. (2020) *Experimental and Theoretical Determination of the Effective Penetration Depth of Ultrafast Laser Radiation in Stainless Steel* in: *Lasers in Manufacturing and Materials Processing* 7, H. 4, S. 478–495. <https://doi.org/10.1007/s40516-020-00129-9>
- [12] Olbrich, M. et al. (2016) *Investigation on the Ablation of thin Metal Films with Femtosecond to Picosecond-pulsed Laser Radiation* in: *Physics Procedia* 83, S. 93–103. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.08.017>
- [13] Neuenschwander, B. et al. (2014) *Surface Structuring with Ultra-short Laser Pulses: Basics, Limitations and Needs for High Throughput* in: *Physics Procedia* 56, S. 1047–1058. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.08.017>
- [14] Mannion, P. et al. (2004) *The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air* in: *Applied Surface Science* 233, 1-4, S. 275–287. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2004.03.229>
- [15] Jee, Y.; Becker, M. F.; Walser, R. M. (1988) *Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces* in: *Journal of the Optical Society of America B* 5, H. 3, S. 648. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.5.000648>
- [16] Mustafa, H. et al. (2018) *Picosecond-pulsed laser ablation of zinc: crater morphology and comparison of methods to determine ablation threshold* in: *Optics express* 26, Nr. 14, pp. 18664–18683. <https://doi.org/10.1364/OE.26.018664>
- [17] Neuenschwander, B. et al. (2012) *Optimization of the volume ablation rate for metals at different laser pulse-durations from ps to fs*. <https://doi.org/10.24451/arbor.11318>
- [18] Rosenfeld, A. et al. (1999) *Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation* in: *Applied Physics A* 69, H. 7, S373-S376. <https://doi.org/10.1007/s003390051419>
- [19] Kramer, T. (2017) *Increasing the Specific Removal Rate for Ultra Short Pulsed Laser-Micromachining by Using Pulse Bursts* in: *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* 12, H. 2, S. 107–114. <https://doi.org/10.2961/jlmn.2017.02.0011>
- [20] Le Harzic, R. et al. (2005) *Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100fs to 5ps* in: *Applied Surface Science* 249, 1-4, S. 322–331. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2004.12.027>
- [21] Ackerl, N. et al. (2020) *Evolution of microstructures on stainless steel induced by ultra-short pulsed laser ablation* in: *SN Applied Sciences* 2, H. 4. <https://doi.org/10.1007/s42452-020-2447-3>

- [22] Raciukaitis, G. (2009) *Use of High Repetition Rate and High Power Lasers in Micro-fabrication: How to Keep the Efficiency High?* in: Journal of Laser Micro/Nanoengineering 4, H. 3, S. 186–191. <https://doi.org/10.2961/jlmn.2009.03.0008>
- [23] Lickschat, P.; Metzner, D.; Weißmantel, S. (2021) *Burst mode ablation of stainless steel with tunable ultrashort laser pulses* in: Journal of Laser Applications 33, H. 2. <https://doi.org/10.2351/7.0000271>
- [24] Ahmmed, K.; Grambow, C.; Kietzig, A.-M. (2014) *Fabrication of Micro/Nano Structures on Metals by Femtosecond Laser Micromachining* in: Micromachines 5, H. 4, S. 1219–1253. <https://doi.org/10.3390/mi5041219>
- [25] Ackerl, N.; Wegener, K. (2020) *Observation of single ultrashort laser pulse generated periodic surface structures on linelike defects* in: Journal of Laser Applications 32, H. 2. <https://doi.org/10.2351/7.0000075>
- [26] Bonse, J. et al. (2012) *Femtosecond laser-induced periodic surface structures* in: Journal of Laser Applications 24, H. 4. <https://doi.org/10.2351/1.4712658>
- [27] Nayak, B. K.; Gupta, M. C. (2010) *Ultrafast laser-induced self-organized conical micro/nano surface structures and their origin* in: Optics and Lasers in Engineering 48, H. 10, S. 966–973. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2010.05.009>
- [28] Lickschat, P.; Demba, A.; Weissmantel, S. (2017) *Ablation of steel using picosecond laser pulses in burst mode* in: Applied Physics A 123, H. 2. <https://doi.org/10.1007/s00339-016-0743-y>
- [29] Brinkmann, M. et al. (2009) *Difffraktive Optische Elemente erobern den Markt* in: Optik & Photonik 4, H. 1, S. 50–54. <https://doi.org/10.1002/opph.201190011>
- [30] Neuenschwander, B. et al. (2019) *Influence of the burst mode onto the specific removal rate for metals and semiconductors* in: Journal of Laser Applications 31, H. 2. <https://doi.org/10.2351/1.5096083>
- [31] Brenner, A. *Sequentielle Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung zur effizienten Oberflächen-texturierung* [Dissertation]. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen; Apprimus Verlag.
- [32] Förster, D. J. et al. (2018) *Shielding effects and re-deposition of material during processing of metals with bursts of ultra-short laser pulses* in: Applied Surface Science 440, S. 926–931. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.01.297>
- [33] Bornschlegel, B.; Finger, J. (2019) *In-Situ Analysis of Ultrashort Pulsed Laser Ablation with Pulse Bursts* in: Journal of Laser Micro/Nanoengineering. <https://doi.org/10.2961/jlmn.2019.01.0015>

- [34] Metzner, D.; Lickschat, P.; Weißmantel, S. (2019) *Laser micromachining of silicon and cemented tungsten carbide using picosecond laser pulses in burst mode: ablation mechanisms and heat accumulation* in: Applied Physics A 125, H. 7. <https://doi.org/10.1007/s00339-019-2755-x>
- [35] Metzner, D.; Lickschat, P.; Weißmantel, S. (2020) *Influence of heat accumulation during laser micromachining of CoCrMo alloy with ultrashort pulses in burst mode* in: Applied Physics A 126, H. 2. <https://doi.org/10.1007/s00339-019-3203-7>
- [36] Metzner, D. et al. (2022) *Ablation characteristics on silicon from ultrafast laser radiation containing single MHz and GHz burst pulses* in: Applied Physics A 128, H. 8. <https://doi.org/10.1007/s00339-022-05858-6>
- [37] Liu, J. M. (1982) *Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes* in: Optics letters 7, Nr. 5, pp. 196–198. <https://doi.org/10.1364/OL.7.000196>
- [38] Byskov-Nielsen, J. et al. (2010) *Ultra-short pulse laser ablation of metals: threshold fluence, incubation coefficient and ablation rates* in: Applied Physics A 101, H. 1, S. 97–101. <https://doi.org/10.1007/s00339-010-5766-1>
- [39] Baulig, C.; Al-Nawas, B.; Krummenauer, F. (2009) *Das Konfidenzintervall – die anschauliche Alternative zum p-Wert*.
- [40] DATAtab Team (2024) *Konfidenzintervall* [online]. <https://datatab.de/tutorial/konfidenzintervall> [Zugriff am: 25. Feb. 2024].
- [41] Kammer, C. [Hrsg.] (2009) *Aluminium-Taschenbuch*. 16. Aufl. Düsseldorf: Aluminium-Verl.
- [42] Holleman, A. F. (2019) *Lehrbuch der anorganischen Chemie*. 91. Aufl. Berlin, Boston: De Gruyter.
- [43] Zhang, Y.; Evans, J. R. G.; Yang, S. (2011) *Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks* in: Journal of Chemical & Engineering Data 56, H. 2, S. 328–337. <https://doi.org/10.1021/je1011086>
- [44] (2018) *Standard Atomic Weights of 14 Chemical Elements Revised* in: Chemistry International 40, H. 4, S. 23–24. <https://doi.org/10.1515/ci-2018-0409>
- [45] (2024) *Refractive index of Al (Aluminium) - Rakic* [online]. <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Al&page=Rakic> [Zugriff am: 20. Feb. 2024].
- [46] Binder, H. H. (1999) *Lexikon der chemischen Elemente – Das Periodensystem in Fakten, Zahlen und Daten; mit 96 Abbildungen und vielen tabellarischen Zusammenstellungen*. Stuttgart, Leipzig: Hirzel.

- [47] (03.05.2024) *Werkstoffeigenschaften von Aluminium und Kupfer* [online]. <https://www.alcunnect.de/Werkstoffeigenschaften> [Zugriff am: 3. Mai. 2024].
- [48] Cheng, J. et al. (2009) *Single-pulse drilling study on Au, Al and Ti alloy by using a picosecond laser* in: *Applied Physics A* 95, H. 3, S. 739–746. <https://doi.org/10.1007/s00339-008-5037-6>
- [49] Wang, P.; Peng, Q. (2023) *Unveiling of incubation and absorption-enhanced effects occurring during multi-shot femtosecond laser ablation of aluminum and steel surfaces* in: *Nanotechnology* 35, Nr. 1. <https://doi.org/10.1088/1361-6528/acfe82>
- [50] Raciukaitis, G. et al. (2008) *Accumulation effects in laser ablation of metals with high-repetition-rate lasers* in: Phipps, C. R. [Hrsg.] *High-Power Laser Ablation 2008*. Taos, NM. SPIE, 70052L.
- [51] Metzner, D.; Lickschat, P.; Weißmantel, S. (2020) *High-quality surface treatment using GHz burst mode with tunable ultrashort pulses* in: *Applied Surface Science* 531, S. 147270. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2020.147270>

Selbstständigkeitserklärung

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.

Hartha, den 14.06.2024

Jonas Opitz

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel für die Vergabe des interessanten Themas und seine Unterstützung danken. Ebenso gilt mein Dank meinem Hochschulbetreuer Herrn M.Sc. Peter Lickschat, der mich während der Versuche unterstützt hat und dessen fachliche Expertise bei der Anfertigung dieser Arbeit sehr hilfreich war. Mein Dank gebührt auch Herrn Dr.-Ing. Daniel Metzner, der mir bei der Analyse und Darstellung der Ergebnisse zur Seite stand. Schließlich möchte ich mich bei allen Mitarbeitern bedanken, die sich um meine Anliegen während der Anfertigung dieser Arbeit gekümmert haben.