

**Tom Häfner**

# Multipulseffekte beim Mikro-Materialabtrag von Stahllegierungen mit Pikosekunden-Laserpulsen



Tom Häfner

Multipulseffekte beim Mikro-Materialabtrag von  
Stahllegierungen mit Pikosekunden-Laserpulsen

# **FAU Studien aus dem Maschinenbau**

## **Band 380**

Herausgeber der Reihe:

Prof. Dr.-Ing. Jörg Franke

Prof. Dr.-Ing. Nico Hanenkamp

Prof. Dr.-Ing. habil. Tino Hausotte

Prof. Dr.-Ing. habil. Marion Merklein

Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt

Prof. Dr.-Ing. Sandro Wartzack

Tom Häfner

# **Multipulseffekte beim Mikro-Materialabtrag von Stahllegierungen mit Pikosekunden-Laserpulsen**

Dissertation aus dem Lehrstuhl für photonische Technologien (LPT)  
Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt

Erlangen  
FAU University Press  
2021

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

Bitte zitieren als

Häfner, Tom. 2021. *Multipulseffekte beim Mikro-Materialabtrag von Stahllegierungen mit Pikosekunden-Laserpuls*. FAU Studien aus dem Maschinenbau Band 380. Erlangen: FAU University Press.

DOI: 10.25593/978-3-96147-480-6

Das Werk, einschließlich seiner Teile, ist urheberrechtlich geschützt.  
Die Rechte an allen Inhalten liegen bei ihren jeweiligen Autoren.  
Sie sind nutzbar unter der Creative-Commons-Lizenz BY-NC.

Der vollständige Inhalt des Buchs ist als PDF über den OPUS-Server der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg abrufbar:  
<https://opus4.kobv.de/opus4-fau/home>

Verlag und Auslieferung:

FAU University Press, Universitätsstraße 4, 91054 Erlangen

Druck: docupoint GmbH

ISBN: 978-3-96147-479-0 (Druckausgabe)  
eISBN: 978-3-96147-480-6 (Online-Ausgabe)  
ISSN: 2625-9974  
DOI: 10.25593/978-3-96147-480-6

**Multipulseffekte beim Mikro-Materialabtrag  
von Stahllegierungen mit Pikosekunden-  
Laserpulsen**

Der Technischen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg

zur  
Erlangung des Doktorgrades Dr.-Ing.

vorgelegt von

Tom Häfner, M.Sc.

aus Saalfeld/Saale

Als Dissertation genehmigt  
von der Technischen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen

Prüfung: 12.07.2021

Vorsitzender des

Promotionsorgans: Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Paul Fröba

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt  
Prof. Dr.-Ing. Andrés Fabián Lasagni,  
TU Dresden

## Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Photonische Technologien, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. Während die Idee für die Arbeit in einem Industrie-Forschungsprojekt entstand, konnte ich über den Projektrahmen hinaus einige wesentliche Ergebnisse innerhalb des Schwerpunktprogramms SPP 1676 "Trockenumformen" erarbeiten.

Mein Dank geht zunächst an meinen Doktorvater Professor Dr.-Ing. Michael Schmidt, der mir durch rege Diskussionen und einige anvertraute Aufgaben maßgebliche Anregungen zu meiner wissenschaftlichen Weiterentwicklung gegeben hat. Herrn Professor Dr.-Ing. Andrés Fabián Lasagni danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens und manch inspirierende Diskussion auf den Projekttreffen des SPP 1676. Frau Professorin Dr.-Ing. habil. Marion Merklein und Herrn Professor Dr.-Ing. Bernhard Schmauß möchte ich für die Begleitung meiner Promotionsprüfung als Vorsitzende sowie fachfremder Gutachter danken.

Meinen ehemaligen Kollegen der Gruppe Ultrakurzpulslasertechnologien aber auch der Gruppen Prozesstechnik Metalle und Kurzpulsprozesse an der Bayerisches Laserzentrum GmbH (blz) danke ich für die Zusammenarbeit und gegenseitige Hilfestellungen. Insbesondere möchte ich mich bei Johannes Heberle, Clemens Roider und Johannes Strauß für den Austausch und Erörterungen zu verschiedensten Anlässen und den gelebten Teamgedanken bedanken. Den ehemaligen blz-Mitarbeitern Konstantin Hofmann, Matthias Holzer und Vincent Mann danke ich für den regelmäßigen fachübergreifenden Austausch und die Anregungen in den Mittagspausen. Für ihre Unterstützung in Experimenten und den Enthusiasmus bei der Bearbeitung so manch herausfordernder Aufgabe danke ich den Studenten, die mich während ihrer studentischen Arbeiten oder als wissenschaftliche Hilfskräfte begleitet haben.

Mein allergrößter Dank gebührt meiner Familie, die mich bei all meinen Entscheidungen unterstützt hat und mir durch motivierende Worte das Vertrauen in meinen Weg gegeben hat. Abschließend möchte ich bei meiner Freundin Lisa bedanken, die besonders während der Schlussphase der Erstellung dieser Arbeit mit ihrem Rat und ihrer Ruhe zum Gelingen meiner Promotion beigetragen hat.

Frankfurt am Main, im Oktober 2021

Tom Häfner



# Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen- und Abkürzungsverzeichnis .....	ix
Bildverzeichnis .....	xix
Tabellenverzeichnis.....	xxvii
<b>1 Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>2 Stand der Wissenschaft und Technik.....</b>	<b>3</b>
2.1 Strukturierte Stahloberflächen .....	3
2.1.1 Stahlwerkstoffe im Werkzeugbau .....	4
2.1.2 Abtragende Fertigungsverfahren für die Erzeugung von Mikrostrukturen.....	4
2.1.3 Abtragende Laser-Mikromaterialbearbeitung .....	5
2.2 Strahl-Materie-Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse.....	7
2.2.1 Energieeinkopplung ultrakurzer Laserpulse .....	8
2.2.2 Erwärmung des Kristallgitters .....	10
2.2.3 Intensitätsabhängige Phasenübergänge .....	11
2.2.4 Abkühlung umliegender Materialrandbereiche .....	13
2.3 Kenngrößen und Energiebilanz.....	14
2.3.1 Kenngrößen der UKP-Ablation mit Gaußstrahl .....	15
2.3.2 Kenngrößen des UKP-Abtrags mit Flat-Top-Strahlprofil.....	16
2.3.3 Energiebilanz der UKP-Ablation.....	17
2.4 Multipulseffekte bei der UKP-Laserstrukturierung.....	18
2.4.1 Inkubation .....	19
2.4.2 Wärmeakkumulation.....	23
2.5 Modellierung des UKP-Lasermaterialabtrags .....	25
2.5.1 Modellierungsansätze.....	26
2.5.2 Analytische Berechnung des Strukturquerschnitts .....	27
2.5.3 Berücksichtigung von Multipulseffekten .....	29
2.6 Digitale holografische Strahlformung .....	30
2.6.1 Grundlagen und Ansätze der diffraktiven Strahlformung.....	30
2.6.2 Auftreten und Reduktion des Effekts von Speckle .....	34
<b>3 Motivation und Zielsetzung.....</b>	<b>37</b>
<b>4 Versuchseinrichtungen, Werkstoffe und Methoden.....</b>	<b>39</b>
4.1 Verwendete Systemtechnik.....	39
4.1.1 Systemtechnik für die Lasermaterialbearbeitung und holografische Strahlformung .....	39

4.1.2	Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Reflektivität .....	41
4.1.3	Mikroskopie .....	43
4.1.4	Mikrohärtemessgerät .....	43
4.2	Untersuchte Stahlwerkstoffe .....	44
4.2.1	Chemische Zusammensetzung.....	44
4.2.2	Mechanische und metallurgische Eigenschaften .....	45
4.2.3	Topografische Eigenschaften.....	46
4.2.4	Optische Eigenschaften .....	47
4.2.5	Thermophysikalische Eigenschaften .....	49
4.3	Experimentelle Methoden .....	49
4.3.1	Ermittlung der Phasenfunktion des SLM.....	50
4.3.2	Berechnung der Phasenmasken für die Strahlformung.....	50
4.3.3	Bewertung der Strahlformung.....	52
4.3.4	Simulation der Intensitätsverteilung.....	53
4.3.5	Erzeugung von Strukturen.....	55
4.3.6	Analyse des Materialabtrags.....	56
4.3.7	Bestimmung der Abtragungsschwellen und der Inkubation .....	58
<b>5</b>	<b>Qualität und Effizienz der diffraktiven Strahlformung eines Flat-Top-Profiles.....</b>	<b>59</b>
5.1	Einflüsse des LCoS-SLM auf die Beugungseffizienz des Flüssigkristallmodulators.....	59
5.1.1	Räumliche Abhängigkeit der Phasenfunktion.....	59
5.1.2	Übersprechendes Spannungssignal benachbarter Pixel .....	60
5.1.3	Erwärmung des Flüssigkristalls .....	62
5.2	Qualität und Lichteffizienz eines Flat-Top-Profiles.....	63
5.2.1	Speckle-Reduktion durch zeitliche Mittelung.....	64
5.2.2	Speckle-Reduktion durch zusätzliche Phasenbedingung .....	67
5.2.3	Reduktion der Strahlgleichförmigkeit durch Rückkopplung....	71
<b>6</b>	<b>Prozessuntersuchungen von Multipulseffekten beim Mikro-Materialabtrag .....</b>	<b>73</b>
6.1	Inkubation bei Erzeugung von Kraterstrukturen .....	73
6.1.1	Grenzen der untersuchten Fluenzen und Pulszahlen .....	73
6.1.2	Pulszahlabhängigkeit der Abtragungsschwellfluenz und der effektiven Energieeindringtiefe .....	76
6.1.3	Einfluss der Stahllegierung .....	81
6.1.4	Einfluss des Spotradius .....	84
6.2	Ursachen der Inkubation .....	86
6.2.1	Abnahme der Reflektivität.....	87
6.2.2	Änderung der Energieeindringtiefe .....	94
6.2.3	Bewertung der Stärke beider Einflüsse auf die Inkubation.....	96

6.3	Modellierung der Erzeugung von 2,5D-Strukturen .....	99
6.3.1	Inhalte und Randbedingungen des Modells .....	99
6.3.2	Verifizierung des Modells für den sequenziellen Abtrag von 2,5D-Strukturen .....	101
6.3.3	Einfluss von Multipulseffekten auf den sequenziellen Abtrag von 2,5D-Strukturen .....	104
6.4	Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit Flat-Top-Profil .....	106
6.4.1	Speckle-behaftetes Flat-Top-Profil .....	106
6.4.2	Homogenisiertes speckle-freies Flat-Top-Profil .....	113
6.5	Ansatz zur modellbasierten Steigerung der Abtragseffizienz des Mikro-Materialabtrags.....	118
6.5.1	Vorgehensweise der Modellierung des Abtrags.....	118
6.5.2	Potenzial zur Effizienzsteigerung der Laserstrukturierung mit angepasster Intensitätsverteilung .....	121
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>127</b>
<b>8</b>	<b>Summary .....</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Anhang.....</b>	<b>131</b>
A.1	Thermophysikalische und optische Werkstoffparameter metallischer Elemente und von 1.4301.....	131
A.2	Temperaturanstieg durch Wärmeakkumulation $\Delta T$ .....	132
A.3	Wahl der räumlichen Auflösung der Fensterfunktion für die Simulation der Intensitätsverteilung .....	133
A.4	Parameter der Punktspreizfunktion zur Modellierung des Pixel- Übersprechens des LCoS-SLM.....	134
A.5	Qualität mit sehr hoher Fluenz $F \gg F_{th}$ erzeugter Kraterstrukturen	136
A.6	Ortsabhängiger Einfallswinkel des Laserstrahls auf der Substratoberfläche .....	136
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>139</b>



## Formelzeichen- und Abkürzungsverzeichnis

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$A$	-	Absorptivität
$A_K$	-	Aspektverhältnis einer Kraterstruktur
$A_S$	-	Aspektverhältnis einer Struktur
$B_F$	-	Freiheitsbereich des Bearbeitungsfeldes im DCGS-Algorithmus
$B_{FT}$	m	Breite des Plateaus einer Flat-Top-Intensitätsverteilung
$B_G$	m	Breite einer Grabenstruktur
$B_Q$	m	Breite einer (quaderförmigen) 2,5D-Struktur
$B_S$	-	Signalbereich des Bearbeitungsfeldes im DCGS-Algorithmus
$D_K$	m	Durchmesser einer Kraterstruktur
$D_1$	m	Durchmesser des kollimierten Laserrohstrahls
$E_P$	J	Pulsenergie
$E_{P,ges}$	J	Gesamte für Materialabtrag verwendete Pulsenergie
$E_V$	J	Verdampfungsenergie
$F$	J/m <sup>2</sup>	Fluenz
$F_0$	J/m <sup>2</sup>	Spitzenfluenz
$F_{0,max,G}$	J/m <sup>2</sup>	Spitzenfluenz für maximale Abtragseffizienz mit Gauß-Strahlprofil
$F_{Fresnel}$	J/m <sup>2</sup>	Absorbierte Fluenz nach Fresnel-Reflexion
$F_{max,G}$	J/m <sup>2</sup>	Fluenz für maximale Abtragseffizienz mit Gauß-Strahlprofil
$F_{max,FT}$	J/m <sup>2</sup>	Fluenz für maximale Abtragseffizienz mit Flat-Top-Strahlprofil
$F_{th}$	J/m <sup>2</sup>	Empirische (Abtrags)-Schwellfluenz
$F_{th,1}$	J/m <sup>2</sup>	Schwellfluenz für den ersten Laserpuls gemäß Fit-Funktion nach Ashkenasi oder Jee
$F_{th,Sat}$	J/m <sup>2</sup>	Schwellfluenz für Pulszahlbereich der Werkstoffsättigung gemäß Fitfunktion nach Ashkenasi

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$F_{\text{verzerrt}}$	$\text{J}/\text{m}^2$	Absorbierte Fluenz nach Verzerrung des Laserspots
$F_{\text{Vth,abs}}$	$\text{J}/\text{m}^2$	Für Verdampfung erforderliche absorbierte Schwellfluenz
$G_B$	-	Elektrisches Feld in Bearbeitungsebene
$H_{\text{Ab}}$	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Energiedichte für Verdampfung
$\Delta H_S$	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Spezifische Schmelzenthalpie
$\Delta H_V$	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Spezifische Verdampfungsenthalpie
$HV$	-	Vickershärte
$I$	$\text{W}/\text{m}^2$	Intensität
$I_{\text{Laser}}$	$\text{W}/\text{m}^2$	Intensität des Laserstrahls
$I_m$	$\text{W}/\text{m}^2$	Mittlere Intensität des Flat-Top-Plateaus
$\hat{I}_{\text{surr}}$	$\text{W}/\text{m}^2$	Maximale Intensität im Bearbeitungsfeld
$I_{+1}$	$\text{W}/\text{m}^2$	Intensität der +1. Beugungsordnung des gebeugten Laserstrahls
$L_{FT}$	m	Länge des Plateaus einer Flat-Top-Intensitätsverteilung
$L_Q$	m	Länge einer (quaderförmigen) 2,5D-Struktur
$L_x$	m	Pixelgröße im Bearbeitungsfeld in x-Richtung
$L_y$	m	Pixelgröße im Bearbeitungsfeld in y-Richtung
$L_u$	m	Kantenlänge der Phasenmaske in u-Richtung
$L_v$	m	Kantenlänge der Phasenmaske in v-Richtung
$M^2$	-	Beugungsmaßzahl
$N$	-	Pulszahl
$N_{Ph}$	-	Anzahl an Phasenmasken
$N_{P/Ph}$	-	Anzahl aufeinanderfolgender Pulse pro Phasenmaske
$N_S$	-	Anzahl Schichten (für Materialabtrag)
$N_{\text{Sat}}$	-	Pulszahl, an welcher der pulszahlabhängige Verlauf der Abtragungsschwellfluenz die Sättigung erreicht
$N_u$	-	Pixelzahl der Phasenmaske in u-Richtung
$N_v$	-	Pixelzahl der Phasenmaske in v-Richtung

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$N_{Wh}$	-	Anzahl Sequenzwiederholungen (Sequenz bestehend aus $N_{ph}$ $N_{p/ph}$ bei Materialabtrag mit alternativen Phasenmasken)
$P_m$	W	Mittlere Leistung
$P_{m,+1}$	W	Mittlere Leistung der +1. Beugungsordnung
$Q_{zS}$	-	Korrekturfaktor für Anpassung der Abtrags-tiefe pro Puls im Modell zur Berechnung der Strukturtiefe
$R$	-	Reflektivität
$R_p$	-	Reflektivität parallel zur Einfallsebene polarisierter Laserstrahlung
$R_s$	-	Reflektivität senkrecht zur Einfallsebene polarisierter Laserstrahlung
$R_{SLM}$	-	Reflektivität des SLM
$S_{Fth}$	-	Werkstoffabhängiger Inkubationskoeffizient der Schwellfluenz gemäß Fit-Funktion nach Jee
$S_a$	m	Mittlere arithmetische Höhe
$S_q$	m	Mittlere quadratische Höhe
$SRV$	-	Signal-Rausch-Verhältnis
$T$	K	Temperatur
$\Delta T$	K	Temperaturänderung durch Wärmeakkumulation
$\Delta T_p$	K	Temperaturänderung durch einzelnen Laserpuls
$T_0$	K	Umgebungstemperatur
$T_{El}$	K	Elektronentemperatur
$T_G$	K	Gittertemperatur
$T_S$	K	Schmelztemperatur
$T_V$	K	Verdampfungstemperatur
$U_B$	-	Amplitudenverteilung in Bearbeitungsebene
$U_{B,Kam}$	-	Mit Kamera erfasste Amplitudenverteilung des elektrischen Feldes in Bearbeitungsebene
$U_B'$	-	Soll-Amplitudenverteilung in Bearbeitungsebene

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$U_{B,m+1}'$	-	Soll-Amplitudenverteilung in Bearbeitungsebene der nächsten Iterationsschleife in DCGS-Algorithmus
$U_S$	-	Amplitudenverteilung in SLM-Ebene
$U_S'$	-	Soll-Amplitudenverteilung in SLM-Ebene
$U_{S,1}$	-	Initiale Amplitudenverteilung in SLM-Ebene
$U_\eta$	-	Strahlgleichförmigkeit
$V$	$m^3$	Volumen
$V_{4f}$	-	Vergrößerungsmaßstab durch 4f-Aufbau mit den Linsen $L_1$ und $L_2$
$V_K$	$m^3$	Volumen einer Kraterstruktur
$V_{K,A}$	$m^3$	Volumen einer Kraterstruktur mittels Algorithmus nach Strukturmaskierung ermittelt
$V_{K,FT}$	$m^3$	Volumen einer mit Flat-Top-Strahlprofil erzeugten Kraterstruktur
$V_S$	$m^3$	Volumen einer 2,5D-Struktur
$V_{S,A}$	$m^3$	Volumen einer 2,5D-Struktur mittels Algorithmus nach Strukturmaskierung ermittelt
$a$	-	Stärke der Aberrationen ( $\cong$ RMSE)
$a_{PSF}$	-	Punktspreizfunktion zur Darstellung des Überschneidens benachbarter Pixel des LC-Displays des SLM
$b$	-	Exponent der Fit-Funktion von Strahlgleichförmigkeit über Anzahl der Phasenmasken
$c$	$m/s$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$c_{El}$	$J/(m^3 \cdot K)$	Elektronenwärmekapazität
$c_G$	$J/(m^3 \cdot K)$	Gitterwärmekapazität
$d_0$	$m$	Durchmesser des fokussierten Laserstrahls an der Strahltaile
$f$	$m$	Brennweite
$f_P$	$s^{-1}$	Pulsrepetitionsrate
$f_W$	-	Funktionswert
$g_S$	-	Elektrisches Feld in SLM-Ebene
$g_V$	-	Grauwert (zur Vorgabe des Phasenwerts $\Phi_S'$ der Phasenmaske)
$j$	-	Nollindex der Zernike-Polynome

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$k$	-	Extinktionskoeffizient
$k_{Fth}$	-	Werkstoffabhängiger Inkubationskoeffizient der Schwellfluenz gemäß Fit-Funktion nach Ashkenasi
$k_{\delta}$	-	Inkubationskoeffizient der Energieeindringtiefe
$m$	-	Laufvariable
$n$	-	(Realteil des) Brechungsindex
$\tilde{n}$	-	Komplexer Brechungsindex
$n'$	-	Anzahl Messungen (Stichprobenumfang)
$p_x$	m	Puls-zu-Pulsabstand in Vorschubrichtung (Pitch)
$p_y$	m	Bahnabstand senkrecht zur Vorschubrichtung (Hatch)
$r$	m	Radiale Koordinate
$r_K$	m	Radius einer Kraterstruktur
$r_u$	-	Radius der Punktspreizfunktion in u-Richtung zur Darstellung des Übersprechens des pixelierten LC-Displays (Anteil in Pixeln)
$r_v$	-	Radius der Punktspreizfunktion in v-Richtung zur Darstellung des Übersprechens des pixelierten LC-Displays (Anteil in Pixeln)
$t$	s	Zeit
$x$	m	Raumkoordinate senkrecht zur Strahlausbreitung
$y$	m	Raumkoordinate senkrecht zur Strahlausbreitung
$v_S$	m/s	Scangeschwindigkeit
$w$	-	Zweidimensionale Fensterfunktion (Rechteckfenster)
$w_0$	m	Laserspotradius
$w_{FT}$	m	Radius eines kreisförmigen Flat-Top-Strahlprofils
$z$	m	Raumkoordinate in Richtung der Strahlausbreitung
$z_{Ab}$	m	Lokale Abtragstiefe
$z_{Ab,FT}$	m	Abtragstiefe mit Flat-Top-Strahlprofil
$z_G$	m	Tiefe einer Grabenstruktur

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$Z_K$	m	Tiefe einer Kraterstruktur
$Z_{K,mess}$	m	Mittels Algorithmus ermittelte Tiefe einer Kraterstruktur
$Z_P$	m	Abtragtiefe pro Laserpuls
$Z_S$	m	Tiefe einer (quaderförmigen) 2,5D-Struktur
$Z_{S,mess}$	m	Mittels Algorithmus ermittelte Tiefe einer Quaderstruktur
$Z_\eta$	-	Gleichförmigkeit (Homogenität) der Strukturtiefe einer (quaderförmigen) 2,5D-Struktur
$\alpha$	$m^{-1}$	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{EI-G}$	$W/(m^3 \cdot K)$	Elektronen-Gitter-Kopplungsparameter
$\beta$	-	Gewichtungsfaktor zur Vorgabe des elektrischen Feldes im Signalbereich der Bearbeitungsebene im DCGS-Algorithmus
$\beta_R$	-	Gewichtungsfaktor zur Berechnung der Soll-Amplitudenverteilung mit Rückkopplung
$\gamma_{EI}$	$W/(m \cdot K)$	Wärmeleitfähigkeit
$\gamma_{PSF}$	-	Potenz der Punktspreizfunktion zur Darstellung des Übersprechens benachbarter Pixel des LC-Displays
$\delta_{ball}$	m	Freie Weglänge durch ballistischen Elektronentransport
$\delta_{eff}$	m	Effektive Energieeindringtiefe
$\delta_{EI}$	m	Eindringtiefe der heißen Elektronen
$\delta_{opt}$	m	Optische Energieeindringtiefe
$\delta_{real}$	m	Tatsächliche (um Reflektivität korrigierte) effektive Energieeindringtiefe
$\delta_{therm}$	m	Thermische Energieeindringtiefe
$\varepsilon$	°	Einfallswinkel (Winkel zwischen Poynting-Vektor des Laserstrahls und der Oberflächennormalen)
$\zeta$	-	Gewichtungsfaktor zur Vorgabe des elektrischen Feldes im Freiheitsbereich der Bearbeitungsebene im DCGS-Algorithmus
$\kappa$	$m^2/s$	Temperaturleitfähigkeit
$\lambda$	m	Wellenlänge

<b>Symbol</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$\Lambda_R$	m	Ripple-Periode
$\Lambda_u$	Pixel	Periode eines binären Gitters in u-Richtung
$\Lambda_v$	Pixel	Periode eines binären Gitters in v-Richtung
$\eta_{Ab}$	$\text{m}^3/\text{J}$	Abtragseffizienz (Effizienz des Materialabtrags)
$\eta_{Ab,FT}$	$\text{m}^3/\text{J}$	Abtragseffizienz der Erzeugung von Kraterstrukturen mit Flat-Top-Strahlprofil
$\eta_{AbFT,max}$	$\text{m}^3/\text{J}$	Maximale Abtragseffizienz der Erzeugung von Kraterstrukturen mit Flat-Top-Strahlprofil
$\eta_{Ab,K}$	$\text{m}^3/\text{J}$	Abtragseffizienz der Erzeugung von Kraterstrukturen
$\eta_{Ab,max}$	$\text{m}^3/\text{J}$	Maximale Abtragseffizienz mit Gauß-Strahlprofil
$\eta_{Diff}$	-	Beugungseffizienz
$\eta_{Heat}$	-	Anteil der nach dem Abtrag im Substrat verbleibenden Wärme
$\eta_L$	-	Lichteffizienz (Gesamteffizienz der Strahlformung)
$\eta_P$	$\text{m}^3/\text{J}$	Prozesseffizienz
$\rho$	$\text{g}/\text{m}^3$	Dichte
$\sigma_I$	$\text{W}/\text{m}^2$	Standardabweichung der Intensitätswerte des Flat-Top-Plateaus
$\sigma_z$	m	Standardabweichung der ortsabhängigen Tiefen einer 2,5D-Struktur
$\tau_{EI}$	s	Zeit für die Thermalisierung der Elektronen
$\tau_{EI-G}$	s	Zeit für die Relaxation von Elektronen und Phononen
$\tau_P$	s	Pulsdauer
$\tau_{ph}$	s	Zeit für die Thermalisierung der Phononen
$\Phi$	-	Phasenwert
$\Phi_B$	-	Phasenverteilung in Bearbeitungsebene
$\Phi_B'$	-	Soll-Phasenverteilung in Bearbeitungsebene
$\Phi_S$	-	Phasenverteilung in SLM-Ebene
$\Phi_{S,1}$	-	Initiale Phasenverteilung in SLM-Ebene
$\Phi_{S,SLM}$	-	Phasenverteilung in SLM-Ebene mit Wertebereich $[0; 2\pi]$ (Phasenmaske)
$\Delta\Phi$	-	Phasenhub

<b>Abkürzung</b>	<b>Beschreibung</b>
a. u.	arbitrary units (beliebige Einheiten)
bzw.	beziehungsweise
CLP	Mikrokegel (engl. cone-like protrusions)
DCGS	Doppelt eingeschränkter Gerchberg-Saxton (engl. double constraint GS)
d. h.	das heißt
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
DIN	Deutsches Institut für Normung
DOE	Diffraktives optisches Element
EBS	Elektronenrückstreubeugung (engl. electron backscatter diffraction)
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
FT	Fourier-Transformation
FWHM	Halbwertsbreite (engl. Full width at half maximum)
Gl.	Gleichung
GSA	Gerchberg-Saxton-Algorithmus
i. F.	im Folgenden
inkl.	inklusive
ISO	Internationale Organisation für Normung (engl. International Organization for Standardization)
LC	Flüssigkristall (engl. liquid-crystal)
LCoS-SLM	Flüssigkristall-basierter räumlicher Lichtmodulator (engl. liquid crystal on silicon spatial light modulator)
LIPSS	Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen (engl. laser-induced periodic surface structures)
LSFL	Ripples mit niedriger räumlicher Frequenz (engl. Low-spatial-frequency LIPSS)
LSM	Laser-Scanning-Mikroskop
LUT	Lookup-Tabelle
NA	Numerische Apertur
PTFE	Polytetrafluorethylen
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RMSE	Mittlere quadratische Abweichung (engl. root mean square error)
ROI	Auswahlbereich (engl. region of interest)
SLM	Räumlicher Lichtmodulator (engl. spatial light modulator), hier im Speziellen LCoS-SLM

<b><i>Abkürzung</i></b>	<b><i>Beschreibung</i></b>
UKP	Ultrakurzpuls
z. B.	zum Beispiel



## Bildverzeichnis

Bild 1: Zeitliche Abfolge der Prozesse beim Abtrag metallischer Werkstoffe mit ultrakurzen Laserpulsen der Pulsdauer $\tau_P \leq 10$ ps (nach [37] und [38])	8
Bild 2: Prinzipdarstellung der Strukturrandbereiche, in denen nach dem Materialabtrag mit einem gaußförmigen Strahlprofil Wärme durch Überhitzung und die Gaußflanken zurückbleibt.....	14
Bild 3: a) Theoretische fluenzabhängige Abtragseffizienz für Laserstrahlung mit Gauß- und Flat-Top-Strahlprofil $\eta_{Ab}$ und $\eta_{Ab,FT}$ (nach Gleichungen (11),(17)) für beispielhafte Werte von $\delta_{eff}$ und $F_{th}$ sowie b) Querschnitt eines Flat-Top-Strahlprofils.....	17
Bild 4: Mit Gleichung (55) berechneter Temperaturanstieg an der Substratoberfläche ( $z = r = 0$ ) in Abhängigkeit von Pulsrepetitionsrate $f_P$ und Spitzenfluenz $F_0$ (Werkstoff: 1.4301 mit $\eta_{Heat} = 0,38$ [89] und den Werkstoffparametern in Tabelle 12 und Tabelle 13).....	25
Bild 5: a) Kraterstruktur mit Durchmesser $D_K$ und Tiefe $z_K$ , b) Anordnung der Bearbeitungsbahnen mit Pitch $p_x$ und Hatch $p_y$ für das Prinzip der Erzeugung einer 2,5D-Struktur der lokalen Tiefe $z_S$ (zur Veranschaulichung mit geringem Überlapp und stark schwankender Strukturtiefe) sowie c) Grabenstruktur mit Breite $B_G$ und Tiefe $z_G$ .....	27
Bild 6: Prinzip der Erzeugung eines Flat-Top-Strahlprofils aus einem Gaußstrahl mittels diffraktiver Strahlformung: Schema des optischen Aufbaus mit Objektebene, Fokussierlinse und Fourierebene einschließlich den Kantenlängen von Phasenmaske $L(u, v)$ und Bearbeitungsfeld $L(x, y)$ (im grün gepunkteten Rahmen), Schritte des Gerchberg-Saxton-Algorithmus (GSA) zur Berechnung der Phasenmaske $\Phi_S'$ (roter Rahmen) für die Erzeugung der vorgegebenen Zielintensitätsverteilung $ U_B' ^2$ (blauer Rahmen).....	32
Bild 7: Logische Struktur der Arbeit einschließlich zugeordneter Hypothesen H1 bis H5.....	38
Bild 8: Versuchsaufbau mit diffraktivem optischen Element (DOE) als räumlichen Lichtmodulator (SLM) und Galvanometerscanner für holografische Strahlformung und Laserstrukturierung (Skizze nicht maßstabsgetreu).....	40
Bild 9: Ulbricht-Kugel-Aufbau zur Messung der pulszahlspezifischen Reflektivität.....	42

Bild 10: EBSD-Orientierungsaufnahme zur Veranschaulichung von Korngröße und -orientierung von a) 1.4301, b) 1.2379 und c) 1.2379 (geh.) .....	46
Bild 11: Reflektivität $R$ der Stahllegierungen sowie exemplarische Reflektivität für parallele und senkrechte Polarisierung $R_p$ und $R_s$ abhängig vom Einfallswinkel $\varepsilon$ ( $\lambda = 1064$ nm) .....	48
Bild 12: a) Mittels Kamera erfasste Intensitätsverteilung in der Bearbeitungsebene mit Auswahlbereichen zur Bewertung von Strahlgleichförmigkeit, Signal-Rausch-Verhältnis und Beugungseffizienz sowie b) Ermittlung der Schwankungen der Flat-Top-Breite $B_{FT}$ .....	53
Bild 13: Querschnitte und analysierte Geometriekeigenschaften einer a) mit gaußförmigem Strahlprofil erzeugten Kraterstruktur und b) einer quaderförmigen Struktur .....	57
Bild 14: a) Normierte mittlere Leistung der +1. Beugungsordnung für ausgewählte Segmente und als Mittelwert einschließlich Standardabweichung für alle 36 Segmente sowie b) linearer Verlauf des Phasenhubs jeweils in Abhängigkeit des Grauwerts.....	60
Bild 15: Jeweils normierte, a) gemessene und b) simulierte mittlere Leistung der +1. Beugungsordnung in Abhängigkeit des Grauwerts sowie der Orientierung in $u$ - oder $v$ -Richtung und Periode $\Lambda$ des binären Gitters (Simulation des Pixel-Übersprechens mit gaußförmiger Punktspreizfunktion und den Parametern $r_u = 0,38$ , $r_v = 0,44$ und $\gamma_{PSF} = 0,96$ ) .....	61
Bild 16: Deckungsgleicher linearer Verlauf der Phasenhubs in Abhängigkeit des Grauwerts des binären Gitters mit der Periode $\Lambda_u = 6$ px bei Bestrahlung des LC-Displays mit unterschiedlichen mittleren Laserleistungen $P_m$ bei unterschiedlichen Pulsrepetitionraten $f_p$ .....	63
Bild 17: Beispielhafte Intensitätsverteilungen für eine unterschiedliche Anzahl gemittelter Flat-Top-Profile geformt durch $N_{Ph}$ Phasenmasken mit alternativer Phasenverteilung .....	64
Bild 18: a) Strahlgleichförmigkeit $U_\eta$ , b) Breite $B_{FT}$ (Soll-Kantenlänge 100 $\mu\text{m}$ ) und c) Intensitätsverteilung der gemessenen und simulierten Flat-Top-Profile jeweils in Abhängigkeit der Anzahl verwendeter Phasenmasken $N_{Ph}$ und der Stärke der Aberrationen $a$ .....	66
Bild 19: a) Intensitätsverteilung und b) Strahlgleichförmigkeit $U_\eta$ von gemessenen und mit Aberrationen unterschiedlicher Stärke $a$ simulierten Flat-Top-Profilen der Größe $50 \times 100$ $\mu\text{m}$ , deren Phasenmasken mittels DCGS-Algorithmus oder GSA (alternative Phasenmasken) berechnet wurden .....	68

Bild 20: a) Beispielhafter zentraler Ausschnitt einer Phasenmaske zur Formung eines speckle-freien Flat-Tops; Phasenwerte entlang der b) blauen und c) roten Schnittlinie in a); d) simulierte Flat-Top-Profile bei unterschiedlicher Stärke des Übersprechens und e) Parameter der gemessenen und der mit unterschiedlich starkem Übersprechen simulierten Flat-Tops .....	70
Bild 21: Flat-Top-Profile mit den Kantenlängen a) $50 \times 100 \mu\text{m}$ und b) $30 \times 40 \mu\text{m}$ jeweils vor und nach der kamerabasierten Optimierung einschließlich jeweiliger Strahlgleichförmigkeit $U_\eta$ sowie c) Intensitätsverläufe des kleineren Flat-Tops entlang der in b) hervorgehobenen Schnittlinien in y-Richtung.....	72
Bild 22: Mittlere Abtragstiefe pro Puls $z_p$ und mittlere Abtragseffizienz $\eta_{Ab,K}$ der Erzeugung von Kraterstrukturen in 1.4301 bei ausgewählten Pulszahlen $N$ .....	74
Bild 23: Topografie von Kraterstrukturen zur Beurteilung der Strukturqualität in Abhängigkeit der Spitzenfluenz für die Pulszahlen $N = 1$ und $N = 3$ (Werkstoff: 1.4301; $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ).....	75
Bild 24: Pulszahlabhängige Schwellfluenzen ermittelt nach der Zerstörschwellen-Methode für drei Stahllegierungen ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	77
Bild 25: a) Fitgüten und b) Parameter der Fitfunktionen nach Jee (Modell 1) und Ashkenasi (Modell 2) für die pulszahlabhängige Schwellfluenz $F_{th}$ ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	78
Bild 26: Abhängigkeit der mittleren Abtragstiefe pro Puls von der Pulszahl für unterschiedliche Spitzenfluenzen und Substrate ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	79
Bild 27: a) Pulszahlabhängige effektive Energieeindringtiefe für die Werkstoffe 1.4301, 1.2379 und 1.2379 geh. berechnet nach Gleichung (25) sowie b) fluenzspezifische mittlere Abtragseffizienz $\eta_{Ab,K}$ bei der Erzeugung von Kraterstrukturen in 1.4301 mit unterschiedlichen Pulszahlen $N$ ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	81
Bild 28: Mittlere Abtragseffizienz $\eta_{Ab,K}$ a) der Stähle 1.4301, 1.2379 und 1.2379 gehärtet für $N = 100$ sowie b) der beiden mechanischen Zustände der Stahllegierung 1.2379 für $N = 50$ und $N = 200$ ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) ...	83
Bild 29: Einfluss des Laserspotradius auf die werkstoffspezifische a) Schwellfluenz (mit Fitfunktion nach Modell 2) sowie b) auf die Abtragseffizienz für $N = 100$ von Legierung 1.4301 und 1.2379 ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ).....	86

Bild 30: Spitzenfluenzabhängige Abnahme der Reflektivität mit der a) linear und b) logarithmisch skalierten Pulszahl $N$ (Werkstoff: 1.4301, $f_p < 0,1$ kHz; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	88
Bild 31: REM-Aufnahmen der mit unterschiedlichen Pulszahlen und Spitzenfluenzen erzeugten Kraterstrukturen mit laserinduzierten Nano- und Mikrostrukturen wie Ripples und Mikrokegeln (CLP) (Werkstoff: 1.4301; $f_p = 0,1$ kHz; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	89
Bild 32: a) Mittlere arithmetische Höhe $S_a$ in Abhängigkeit von Pulszahl $N$ und Spitzenfluenz $F_o$ (Werkstoff 1.2379), b) Rauheit des Kraterbodens für die drei Stahllegierungen bei $F_o = 0,9 \text{ J/cm}^2$ sowie c) Größe und Anordnung des Auswahlbereichs (ROI) für die Messung der Rauheit ( $f_p = 0,1$ kHz; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	91
Bild 33: Mittlere arithmetische Höhe $S_a$ des Strukturbodens einer mit Flat-Top-Profil ( $B_{FT} = 30 \mu\text{m}$ , $L_{FT} = 40 \mu\text{m}$ ) erzeugten Struktur in Abhängigkeit a) der Pulszahl $N$ und b) der Fluenz $F$ ( $f_p = 0,1$ kHz).....	92
Bild 34: REM-Aufsichten von Strukturen, die mit $N = 100$ Pulsen und unterschiedlichen Fluenzen mittels Flat-Top-Strahlprofil erzeugt wurden (Werkstoff 1.4301; $f_p = 0,1$ kHz).....	93
Bild 35: a) REM-Aufsicht einer Kraterstruktur einschließlich Messpositionen der EDX-Messung der in b) dargestellten Sauerstoff-Konzentration in Massenprozent: Ausgangsoberfläche des unbearbeiteten Substrats (A), Strukturrand mit Ablagerungen (B), Ripples (C) und Spitze eines Mikrokegels (D) (Werkstoff 1.4301; $f_p = 0,1$ kHz; $w_o = 15 \mu\text{m}$ ) .....	94
Bild 36: a) Pulszahlabhängiger Verlauf der realen Energieeindringtiefe sowie b) Parameter der Fit-Funktion nach Gleichung (46) für die effektive und die reale Eindringtiefe der Werkstoffe 1.4301, 1.2379 und 1.2379 geh. ( $f_p = 0,1$ kHz).....	96
Bild 37: a) Experimentell ermittelte und nach Gleichung (21) berechnete Abtragsschwellfluenz $F_{th,abs}$ bzw. $F_{thV}$ sowie b) pulszahlabhängige Änderung der Materialparameter von Legierung 1.4301 ( $f_p = 0,1$ kHz).....	98
Bild 38: Experimentell erzeugte (jeweils links) und mittels der verschiedenen Modellvarianten I - III (jeweils rechts) berechnete Tiefen der Querschnitte von 2,5D-Strukturen, die mit a) $F_o = 0,5 \text{ J/cm}^2$ und b) $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$ sowie den genannten Bearbeitungsparametern abgetragen wurden (Werkstoff: 1.4301, $f_p = 1$ kHz; Materialparameter für Modell II**: $F_{th,Sat} = 0,10 \text{ J/cm}^2$ , $\delta_{eff,Sat} = 7,1 \text{ nm}$ ) .....	103

- Bild 39: Mittels Berechnung nach Modellvariante II bestimmte Abhängigkeit der Abtragseffizienz von a) Pitch  $p_x$  und Hatch  $p_y$  sowie von b) Hatch  $p_y$  und Spitzenfluenz  $F_o$  (Werkstoff 1.4301,  $f_p = 0,1$  kHz,  $w_o = 15$   $\mu\text{m}$ ) .....105
- Bild 40: a) Gleichförmigkeit  $z_\eta$  und Mittelwerte der gemessenen Struktur tiefen  $z_S$  sowie b) Struktur länge  $L_Q$  von 2,5D-Strukturen, die mit unterschiedlicher Pulsenergie und der Gesamtpulszahl  $N_{ges} = 1000$  unter Anwendung von speckle-behafteten Flat-Top-Profilen der Abmaße  $50 \times 100$   $\mu\text{m}$  abgetragen wurden (Werkstoff: 1.4301;  $f_p \leq 0,1$  kHz;  $n' = 3$ ) .107
- Bild 41: Ergebnisse aus Experiment und Modell (Varianten I und II) für a) Gleichförmigkeit der Struktur tiefe  $z_\eta$  und b) Struktur tiefe  $z_S$  jeweils in Abhängigkeit der Anzahl rekonstruierter Phasenmasken  $N_{ph}$  und der Pulsenergie  $E_p$  sowie beispielhafte Topografien von rechteckigen Strukturen, die mit c)  $N_{ph} = 10$  und d)  $N_{ph} = 100$  alternativen Phasenmasken erzeugt wurden  $E_p = 6,7$   $\mu\text{J}$  ( $f_p \leq 0,1$  kHz) .....109
- Bild 42: Ergebnisse der aus Experiment und den Abtragsmodellen II sowie III ermittelten a) Struktur tiefen und b) Gleichförmigkeit der Struktur tiefe für  $E_p = 14,1$   $\mu\text{J}$  ( $N_{ges} = 1000$ ) .....110
- Bild 43: Mit den Modellen II und III berechnete a) Struktur tiefen und b) Topografien, die jeweils mit simulierten (Variante (a)) oder gemessenen (Variante (b)) Strahlprofilen und unterschiedlichen Pulsenergien entstehen ( $N_{ges} = 1000$ ) ..... 111
- Bild 44: Einfluss der Bearbeitungsabfolge des simultanen Materialabtrags mit  $N = 1000$  Laserpulsen und unterschiedlichen Kombinationen von Pulszahl pro Phasenmaske  $N_{p/ph}$ , Anzahl an Phasenmasken  $N_{ph}$  und Anzahl der Sequenzwiederholungen  $N_{wh}$  für  $E_p = 6,7$   $\mu\text{J}$  (Modellvariante III; Werkstoff: 1.4301,  $n' = 3$  ( $N_{ph} = 1000$ ,  $n' = 1$ ); \*...Die relative Abtragseffizienz beschreibt den Wert der Abtragseffizienz je Parameterkombination in Relation zur Parameterkombination ( $N_{ph} = 50$ ;  $N_{p/ph} = 20$ ;  $N_{wh} = 1$ ) der grünen Säule.) ..... 112
- Bild 45: a) Gleichförmigkeit der Struktur tiefe für unterschiedliche Pulszahlen  $N$  und Werkstoffe, b) Topografie homogener Strukturen, die mit ausgewählten Pulszahlen und Fluenzen in 1.4301 abgetragen wurden ( $f_p = 0,1$  kHz;  $n' = 2$ ) .....114
- Bild 46: Pulszahl- und werkstoffabhängige Effizienz a) des Abtrags der gesamten 2,5D-Struktur mit dem homogenisierten Flat-Top-Profil der Abmaße  $30 \times 40$   $\mu\text{m}$  und b) des Abtrags eines  $20 \times 20$   $\mu\text{m}$  großen Auswahlbereichs im Zentrum der Struktur ( $f_p = 0,1$  kHz) ..... 115

Bild 47: a) Im Experiment ermittelte und mittels Modell II berechnete mittlere Tiefe der 2,5D-Struktur, die mit homogenisiertem speckle-freien Flat-Top-Profil abgetragen wurde, sowie b) berechnete Verhältnisse beider Struktur-tiefen  $Q_{zS}$  in Abhängigkeit von Pulszahl  $N$  und pulszahlspezifischer Schwellfluenz  $F_{th}(N)$  .....117

Bild 48: a) Im Experiment ermittelte und mittels Modell II einschließlich fluenzabhängigem Korrekturfaktor  $Q_{zS}$  berechnete mittlere Tiefe der 2,5D-Struktur, die simultan mit homogenisiertem speckle-freien Flat-Top-Profil abgetragen wurde, sowie b) prozentuale Abweichung zwischen den Struktur-tiefen in Experiment und Modell II (ohne und mit Korrekturfaktor  $Q_{zS}$ ) von sequenziell erzeugten Strukturen .....118

Bild 49: Vorgehensweise zur Berechnung der Strukturgeometrie, die durch einen homogenen UKP-laserbasierten Mikro-Materialabtrag entsteht: Verknüpfung von Berechnung des Strahlprofils (Stufe 1), Bearbeitungsparametern und der Berechnung der lokalen Abtragstiefe (Stufe 2) als Abtragsergebnis ..... 120

Bild 50: a) Fluenzabhängiger Verlauf der Abtragseffizienz sowie b) drei Topografien der sequenziell und simultan jeweils mit maximaler Abtragseffizienz erzeugten Strukturen der mittleren Struktur-tiefe  $z_S = 5 \mu\text{m}$ ..... 122

Bild 51: Lichteffizienz der Strahlformung, Abtragseffizienz und gesamte Prozesseffizienz der modellierten Laserstrukturierung von 1.4301 ( $f_P = 0,1 \text{ kHz}$ ) ..... 123

Bild 52: Im Experiment ermittelte fluenzabhängige Abtragseffizienz der Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit homogenisiertem Flat-Top-Profil bei den Pulsrepetitionraten  $f_P = 0,1 \text{ kHz}$  und  $f_P = 100 \text{ kHz}$  ..... 124

Bild 53: REM-Aufsicht der Morphologie (jeweils links) und Topografie (jeweils rechts) von bei den Pulsrepetitionsraten  $f_P = 0,1 \text{ kHz}$  und  $f_P = 100 \text{ kHz}$  erzeugten Strukturen..... 125

Bild 54: Effekt der Auflösung der Fensterfunktion  $w(u, v)$  auf Strahlgleichförmigkeit und Beugungseffizienz eines rechteckigen Flat-Top-Profiles der Maße  $50 \times 100 \mu\text{m}$ ..... 134

Bild 55: Einfluss des Formparameters  $\gamma_{PSF}$  der Punktspreizfunktion des Pixel-Übersprechens auf die Abweichung der gemessenen Leistung  $P_{m,+1}$  von der simulierten Leistung  $P_{m,+1(sim)}$ ..... 135

Bild 56: Topografie von Kraterstrukturen zur Beurteilung der Strukturqualität in Abhängigkeit der Spitzenfluenz für die Pulszahlen  $N = 1$  und

$N = 3$  im Fluenzbereich der starken Ablation (Werkstoff: 1.4301;  $f_p = 0,1$  kHz)..... 136

Bild 57: a) Beispielhafte Topografie bzw. Strukturtiefe während des sequenziellen Abtrags, b) Fluenzverteilung eines ausgewählten Laserpulses an einer Position während der Strukturzeugung und c) Verteilung der Einfallswinkel zum Zeitpunkt der Bearbeitung mit diesem ausgewählten Laserpuls (Die Zielgrößen aus a) bis c) sind als I. 3D-Ansicht, II. Aufsicht und III. Schnittansicht entlang der in II. rot markierten Schnittlinie A-A dargestellt. Position und Durchmesser des ausgewählten Laserpulses sind grün markiert. Bearbeitungsparameter:  $w_o = 15 \mu\text{m}$ ;  $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$ ;  $p_x = p_x = 0,075 \mu\text{m}$ ;  $N_s = 3$ ) ..... 137



# Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Energieeindringtiefen $\delta$ und Relaxationszeit $\tau_{El-G}$ ausgewählter metallischer Elemente und der Stahllegierung 1.4301 für die angenommene Elektronentemperatur $T_{El} = 5000$ K: Berechnung mit den Werkstoffparametern in Tabelle 12 (Anhang A.1) gemäß Gl. (2), Gl. (3), Gl. (6) und nach [53] für $\tau_{El-G}$ .....	11
Tabelle 2: Experimentell ermittelte Abtragsschwellfluenzen $F_{th}$ für den Materialabtrag von Eisen und Stahlwerkstoffen mit UKP-Lasern infraroter Wellenlänge .....	21
Tabelle 3: Spezifikation des in der Arbeit verwendeten Pikosekunden-Lasers [125] .....	39
Tabelle 4: Spezifikation des verwendeten räumlichen Lichtmodulators [107] .....	41
Tabelle 5: Zusammensetzung der untersuchten Stahllegierungen in Massenprozent gemäß den Datenblättern für die Legierungen 1.4301 [130] und 1.2379 [131] .....	45
Tabelle 6: Mit Mikrohärtemessgerät ermittelte Vickershärte und Eindringmodul ( $n' = 5$ ) .....	45
Tabelle 7: Mittels LSM bestimmte Flächenrauheiten des Ausgangszustandes der Oberflächen der untersuchten Substrate ( $\lambda_c = 80 \mu\text{m}$ ; Anzahl der Messungen $n' = 3$ ) .....	47
Tabelle 8: Brechungsindex $n$ und Extinktionskoeffizient $k$ sowie resultierende Reflektivität $R$ bei senkrechtem Strahleinfall und optische Eindringtiefe $\delta_{opt}$ der Legierungen 1.4301, 1.2379 und 1.2379 (geh.) .....	48
Tabelle 9: Thermophysikalische Werkstoffkennwerte für 1.4301 und 1.2379 (*berechnet entsprechend Ansatz in [136]) .....	49
Tabelle 10: In der Berechnung berücksichtigte Aberrationen der Stärke $a$ , die durch das optische System in Bild 8 induziert werden können (*Messung mittels Wellenfrontsensor: Polynome $j = 1, 2, 3$ wurden in der Analyse nicht berücksichtigt) .....	55
Tabelle 11: Materialparameter der Stahllegierungen resultierend aus dem Fit der pulszahlabhängigen effektiven Energieeindringtiefen nach Gleichung (46): Eindringtiefe des Einzelpulses $\delta_{eff}(1)$ und im Sättigungs-	

zustand $\delta_{eff}(\infty)$ sowie Inkubationskoeffizient der Eindringtiefe $k_\delta$ ( $f_p = 0,1$ kHz; $w_o = 15$ $\mu$ m; $n' = 3$ ) .....	82
Tabelle 12: Parameter metallischer Elemente und von 1.4301 zur Berechnung der Energieeindringtiefen (* Ergebnis eigener Ellipsometer- Messung (Kap.4.2.4), nach Daten in [39], [44], [49], [130], [176]-[183]) .....	131
Tabelle 13: Thermophysikalische Werkstoffparameter der chemischen Elemente von 1.4301 und 1.2379 nach [184] .....	131

# 1 Einleitung

Vor dem Hintergrund weltweit begrenzter Energie- und Materialressourcen kommt der energie- und ressourceneffizienten Gestaltung von Fertigungsprozessen und Produkten eine Schlüsselrolle beim technischen Fortschritt der Menschheit zu. Im Jahr 2017 wurden 23 % des weltweiten Energiebedarfs für die Kompensation von Reibung und die Instandsetzung verschlissener Produkte benötigt [1]. Mit entsprechend hoher gesellschaftlicher und technologischer Tragweite werden Maßnahmen zur Reibungs- und Verschleißreduktion erforscht und entwickelt. Die Funktionalisierung von Bauteiloberflächen im Allgemeinen und von Werkzeugoberflächen im Besonderen bietet eine Möglichkeit der technologischen Weiterentwicklung von Umformprozessen und der dadurch gefertigten Produkte. Das Einbringen von Strukturen in die Oberfläche von Umformwerkzeugen stellt eine mögliche Oberflächenmodifikation dar. Werkzeugseitige Strukturen können in Umformprozessen wie der Blechmassivumformung den Stofffluss verbessern, woraus die Vorteile erweiterter Prozessgrenzen und reduzierter Blechdicken resultieren [2]. Auch Umformprozesse, in denen auf Schmiermedien verzichtet wird, um umweltgefährdende Stoffe und nachfolgende Fertigungsschritte zur Werkstückreinigung einzusparen [3], können von strukturierten Werkzeugoberflächen profitieren. Beim Trockentiefziehen ermöglichen werkzeugseitige Strukturen die Reduktion der Reibzahl [4], sodass die Stempelkraft im Tiefziehprozess reduziert werden kann [5].

Eine für die Erzeugung von Strukturen in verschleißfesten harten Werkzeugwerkstoffen prädestinierte Fertigungstechnologie ist der laserbasierte Mikro-Materialabtrag. Aufgrund der äußerst gezielten Energieeinbringung ermöglichen Ultrakurzpuls(UKP)-Laserstrahlquellen die nachbearbeitungsfreie und reproduzierbare Fertigung von Mikrostrukturen mit hoher Maßhaltigkeit sowie flexibler Geometrie und Anordnung unter minimaler Restwärme im Substrat. Die Erzeugung solcher Strukturen mit Tiefen von mehreren Mikrometern erfordert jedoch mehrere Hundert bis Tausend Laserpulse mit vergleichsweise niedriger Energiedichte, um die Vorteile des präzisen nahezu „kalten“ Abtrags zu wahren. Um dennoch die für die wirtschaftliche Herstellung der Strukturen notwendigen hohen Abtragsraten zu ermöglichen, lag und liegt ein Schwerpunkt der Laserentwicklung auf der Steigerung der Leistungsfähigkeit von UKP-Lasern [6], sodass aktuell Strahlquellen hoher mittlerer Leistung im kW-Bereich [7] und hoher

Pulsenergie im mJ-Bereich [8] verfügbar sind. Um die verfügbare Leistung mit dem Ziel der Steigerung der Produktivität der UKP-Laserstrukturierung entweder zeitlich oder räumlich zu verteilen, werden zwei Ansätze verfolgt: Als erste Möglichkeit wird die Nutzung einer schnelleren Abfolge der Laserpulse, d. h. einer höheren Pulsrepetitionsrate untersucht [9]. Die Vergrößerung der bestrahlten Fläche ist die zweite Variante [10]. Diese simultane Bestrahlung einer größeren Fläche kann durch das Parallelisieren von Laserspots mittels Strahlteilung oder durch die Anpassung der Form und Abmaße der bestrahlten Fläche mittels Strahlformung erreicht werden.

Ein weiteres Hindernis auf dem Weg zur breiten industriellen Anwendung stellt die Auslegung der Prozesse aufgrund der hohen Komplexität des Abtragsprozesses mit einer Vielfalt an Einflüssen und Wechselwirkungen von Bearbeitungsparametern und Werkstoffeigenschaften dar. So setzt die Verteilung der verfügbaren Pulsenergie mittels Strahlformung die Kenntnis des pulszahlabhängigen Abtragsverhaltens der zu bearbeitenden Werkstoffe voraus. Während die Prozesse der Einzelpuls-Ablation von Reinetallen wie Aluminium [11] oder Gold [12] vergleichsweise gut verstanden sind, besteht hinsichtlich des Verständnisses der Ablation mit Multipulsen - insbesondere von den im Unterschied zu Reinetallen komplexeren metallischen Legierungen - Forschungsbedarf.

## **2 Stand der Wissenschaft und Technik**

Für das Verständnis der Resultate der vorliegenden Arbeit werden in Kapitel 2.1 der Nutzen und die Fertigungstechnologien zur Modifikation der Topografie von Stahloberflächen dargestellt. In diesem Rahmen werden Begriffe des Mikro-Materialabtrags definiert. In Kapitel 2.2 werden die Phänomene der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit metallischen Werkstoffen als Voraussetzung für die Modellierung des Abtragsergebnisses erläutert. Kapitel 2.4 und 2.5 geben einen Überblick über den Stand der Forschung der Modellierung des UKP-Laser-Materialabtrags und des Auftretens von Multipulseffekten. Die Anpassung der Intensitätsverteilung zur Steigerung der Abtrageffizienz erfolgt mittels holografischer Strahlformung, deren Begriffe und Herausforderungen in Kapitel 2.6 erläutert werden.

### **2.1 Strukturierte Stahloberflächen**

Die Funktion und die Lebensdauer von Bauteilen aus unterschiedlichen Anwendungsgebieten werden unter anderem durch ihre topografische Oberflächengestalt bestimmt. So kann die Adhäsion von infektionsauslösenden Bakterien an Implantatoberflächen durch die gezielte Einstellung der nano- und mikroskaligen Oberflächenrauheit reduziert oder vermieden werden [13]. Die Energieeffizienz von Verbrennungskraftmaschinen ist durch Mikrostrukturen in den Kontaktoberflächen der Nocken-Stößel Paarungen des Ventiltriebs steigerbar. Im elasto-hydrodynamischen Kontakt wird dabei mittels Mikrostrukturen eine definierte Schmierfilmdicke bereitgestellt, was zur Reduktion der Reibung führt [14]. Die Beeinflussung des Schmierfilms durch deterministische Mikrostrukturen in der Werkzeugoberfläche bewirkt auch in Umformprozessen wie dem Tiefziehen eine Reibungsreduktion, eine Verlängerung der Werkzeugstandzeit und die Realisierung neuartiger Werkstückmerkmale [15]. In schmierstofffreien Umformprozessen wie dem Trockentiefziehen kann durch strukturierte Werkzeugoberflächen und die damit bezweckte Einstellung der effektiven Kontaktfläche zwischen Werkzeug und Werkstück eine Reibungsreduktion erreicht werden [16]. Für diese exemplarischen Anwendungen wird die Oberfläche durch den lokalen Abtrag von Material mittels trennender Fertigungsverfahren modifiziert. Im Kontext dieser Arbeit werden die durch den Mikro-Materialabtrag entstehenden deterministischen Strukturgeometrien als

Mikrostrukturen bezeichnet, die Abmessungen der Längen- (Strukturbreite, -länge oder -durchmesser) und Höhenausdehnung (Strukturtiefe) im Mikrometerbereich aufweisen. Je nach Werkstoff und Merkmalen der Strukturen sowie geforderter Produktivität zur Erzeugung dieser kommen unterschiedliche Fertigungsverfahren für den Mikro-Materialabtrag zum Einsatz.

### **2.1.1 Stahlwerkstoffe im Werkzeugbau**

Im Werkzeugbau finden je nach Einsatzgebiet und Bauteilbeanspruchung unterschiedliche Stahlwerkstoffe aufgrund ihrer mechanischen, chemischen, physikalischen oder technologischen Eigenschaften Anwendung. Die Auswahl des Stahlwerkstoffs richtet sich nach dem Einsatzverhalten im konzipierten Fertigungsprozess sowie den chemischen Eigenschaften der Legierung.

In Fertigungsprozessen mit chemisch angreifenden Stoffen, beispielsweise bei der Verarbeitung von während des Spritzgusses ausgasenden Kunststoffen, ist der Einsatz korrosionsbeständiger Stahlwerkstoffe erforderlich. Die Korrosionsbeständigkeit wird durch einen minimalen Massenanteil Chrom von 10,5 % erreicht [17]. Somit ermöglichen nichtrostende Stähle eine hohe Werkzeuglebensdauer in korrosiven Umgebungen [18]. Für Werkzeuge in Tiefzieh- und Spritzgussprozessen mit sehr hohen Stückzahlen werden ledeburitische Kaltarbeitsstähle verwendet, welche den erforderlichen hohen Verschleißwiderstand besitzen [19]. Der Verschleißwiderstand wird durch die chemische Zusammensetzung, das Gefüge, die Härte und die Oberflächenbeschaffenheit beeinflusst, wobei eine höhere Härte grundsätzlich einen höheren Verschleißwiderstand bewirkt [20]. Die hohe Härte dieser Stähle wird durch Legierungsanteile von Kohlenstoff bis über 1 % sowie karbidbildende Elemente wie Chrom, Molybdän oder Vanadium erreicht. Der Chromanteil in ledeburitischen Kaltarbeitsstählen z. B. der Legierung 1.2379 beträgt etwa 12 % [21]. Wie in Patent [22], das die Zusammensetzung einer korrosionsbeständigen Stahllegierung definiert, werden Stähle i. F. auch als Stahllegierungen bezeichnet.

### **2.1.2 Abtragende Fertigungsverfahren für die Erzeugung von Mikrostrukturen**

Um deterministische Mikrostrukturen in Stahlhalbzeugen zu erzeugen, finden unterschiedliche trennende Fertigungsverfahren Anwendung. Die

in dieser Arbeit betrachteten Strukturgrößen können mittels mechanischer Verfahren wie dem Fräsen, elektroerosivem Abtragen, Ätzverfahren oder strahlbasierten Abtragsverfahren erzeugt werden. Zu diesen Verfahren zählen das Elektronen- und Ionen- sowie das Laserstrahlabtragen [23]. Gegenüber dem Fräsen und dem Abtragen durch Funkenerosion besitzen die strahlbasierten Verfahren den wesentlichen Vorteil des kontaktfreien und damit werkzeugverschleißfreien Abtrags, der eine hohe stückzahlunabhängige Reproduzierbarkeit der Fertigungstechnologien zur Folge hat. Ein weiterer Nachteil der spanabhebenden Verfahren gegenüber den konkurrierenden strahlbasierten Fertigungsverfahren besteht darin, dass die Reproduzierbarkeit, Strukturauflösung und Abtragsrate von der Härte des Werkstücks abhängen [24]. Für die relevanten Strukturabmessungen im ein- bis niedrigen dreistelligen Mikrometerbereich besitzt das Abtragen mittels Funkenerosion den Nachteil einer vergleichsweise geringen Abtragsrate von  $0,3 \text{ mm}^3/\text{min}$  [25]. Der Mikro-Materialabtrag mittels Laserstrahl bietet demgegenüber den Vorteil der kontaktfreien Bearbeitung sowie potenziell hohe erreichbare Abtragsraten über  $30 \text{ mm}^3/\text{min}$  [26]. Da die konventionellen Fertigungsverfahren aufgrund der genannten Nachteile an ihre individuelle Machbarkeitsgrenze stoßen und der laserbasierte Mikro-Materialabtrag die Potenziale einer hohen Strukturauflösung und einer hohen Abtragsrate vereint, eröffnen sich für die Laser-Mikromaterialbearbeitung stetig weitere Anwendungsfelder.

### 2.1.3 Abtragende Laser-Mikromaterialbearbeitung

Das Abtragen mit Laserstrahl wird gemäß DIN 8590 den thermischen Abtragsverfahren zugeordnet. Dabei entsteht die für den Abtrag erforderliche Wärme „an der Wirkstelle [...] durch Energieumsetzung beim Auftreffen des Laserstrahls am Werkstück“ [27]. Die erreichbare maximale Strukturauflösung, die der reziproken minimalen Strukturgröße entspricht, wird durch die Abmessungen des fokussierten Laserstrahls - den Strahltaillendurchmesser - und die Pulsdauer der verwendeten gepulsten Laserstrahlung maßgeblich beeinflusst. Der minimal erreichbare Strahltaillendurchmesser  $d_o$  ist durch Beugung auf den Durchmesser des Airy-Scheibchens  $d_o = 0,61 \cdot \lambda / NA$  (mit der numerischen Apertur  $NA$  der Fokussieroptik) begrenzt und kann die halbe Wellenlänge  $\lambda$  nicht signifikant unterschreiten [28]. Mit längerer Pulsdauer nimmt die Bedeutung von Wärmediffusion während des Laserpulses zu. Infolge der größeren Ausdehnung geschmolzener und wieder erstarrter Materialbereiche sinkt die Maßhaltigkeit der erzeugten Strukturen mit steigender Pulsdauer [29]. Jedoch werden Kurzpuls-Laser im Pulsdauerbereich von

Nano- bis Mikrosekunden aufgrund der vergleichsweise hohen erreichbaren Abtragsraten in der industriellen Produktion eingesetzt. So werden die Zylinderlaufflächen von Verbrennungsmotoren mit einem Nanosekunden-Laser strukturiert [30] oder Mikrosekunden-Laser zur effizienten Strukturierung von Walzen für die Druckindustrie angewendet [31].

Ultrakurzpuls(UKP)-Laser gewinnen im industriellen Umfeld allerdings ebenso an Bedeutung. Aufgrund der durch die Pulsdauer von maximal etwa 10 ps gegebenen sehr kurzen Zeit der Strahl-Materie-Wechselwirkung können Wärmeleitungseffekte vernachlässigt werden. Dadurch bleibt umliegendes Material thermisch nahezu unbeeinflusst, was einen Materialabtrag fast ohne Schmelzerückstände ermöglicht. Der schmelzefreie Abtrag bietet eine hohe Maßhaltigkeit und Reproduzierbarkeit. Eine Gratentstehung wird nahezu komplett vermieden, wodurch keine Nachbearbeitung der (mikro-)strukturierten Oberflächen notwendig ist [29]. Der minimale Wärmeeinfluss ist nicht nur das Motiv für die industrielle Anwendung von UKP-Lasern in der Mikrobearbeitung temperatursensitiver Bauteile wie Dünnschichtsolarzellen [32], sondern ermöglicht auch die Erzeugung von präzisen Strukturen in Metallen. So werden Femtosekunden-Laser beispielsweise zur Fertigung schmaler Steggeometrien von Stents aus Polymeren [33] und Nickeltitanlegierungen verwendet [34]. Für das Bohren der Löcher für Diesel-Einspritzdüsen und das Strukturieren von Wirbelgeometrien für das in Brennkammern von Ölheizungen eingespritzte Öl kommen Pikosekunden-Laser zum Einsatz [35].

Während der UKP-laserbasierte Mikro-Materialabtrag demnach vereinzelt bereits in der industriellen Produktion anzutreffen ist, stellt die aktuell noch zu geringe Produktivität des Abtrags das wesentliche Hindernis für einen breiten Industrieinsatz dar. Entsprechend liegen die Schwerpunkte der Forschungsarbeiten zur UKP-Laserbearbeitung metallischer Werkstoffe auf der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Metallen, der Modellierung der Ablationsvorgänge und der entstehenden Strukturgeometrie sowie der Steigerung der Produktivität. Um die Variante der Steigerung der Abtragsrate infolge der gesteigerten Pulsenergie systematisch zu verfolgen, werden in den folgenden beiden Kapiteln zunächst die grundlegenden Phänomene des UKP-Laserabtrags erläutert und ein Überblick über den Stand der Modellierung gegeben.

## 2.2 Strahl-Materie-Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse

Aufgrund der geringen Pulsdauer und der auftretenden sehr hohen Intensitäten ultrakurzer Laserpulse können die Prozesse der Strahl-Materie-Wechselwirkung nicht klassisch aufeinanderfolgend, beginnend mit der Absorption und den darauffolgenden thermischen Vorgängen wie Wärmeleitung, modelliert werden. Stattdessen treten während der Bestrahlung der Oberfläche mit dem Laserpuls aufgrund der Intensitäten im Bereich von  $10^{10} < I < 10^{15} \text{ W/cm}^2$  Interaktionsprozesse mit transienten optischen und thermischen Eigenschaften der bestrahlten Werkstoffe auf. Bei einer Pulsdauer im ps- und fs-Zeitraum existiert während des Laserpulses kaum Wärmeleitung. Eine Interaktion zwischen Laserstrahlung und Ablationsprodukten tritt lediglich bei sehr hohen Pulsrepetitionraten auf. Dadurch ist der thermische Einfluss auf den Mikro-Materialabtrag gering. Bei der Wechselwirkung von Pikosekunden-Laserpulsen mit Metallen treten die folgenden Prozesse entsprechend der in Bild 1 dargestellten Abfolge auf [36]:

- Einkopplung des ultrakurzen Laserpulses durch oberflächennahe Absorption der Photonenenergie durch freie Elektronen des metallischen Festkörpers und Elektronenwärmeleitung,
- Energietransport durch den Temperaturausgleich zwischen erhitztem Elektronensystem und noch kaltem Kristallgitter,
- intensitätsabhängige Phasenübergangsprozesse, die zur Ablation von Material von der Substratoberfläche führen,
- Entfernung und Ausbreitung von abgetragenem Material von der Substratoberfläche,
- Abkühlung umliegender Materialrandbereiche durch Wärmeübergangsvorgänge wie Wärmeleitung,
- sodass nach Abschluss der Wechselwirkungsprozesse eine Substratoberfläche mit gegenüber dem Ausgangszustand lokal veränderten Eigenschaften vorliegt.

Die Merkmale der genannten Interaktionsprozesse werden im Folgenden detailliert beschrieben. Für die Prozesse maßgebliche thermophysikalische Werkstoffkenngrößen werden in diesem Zuge benannt.

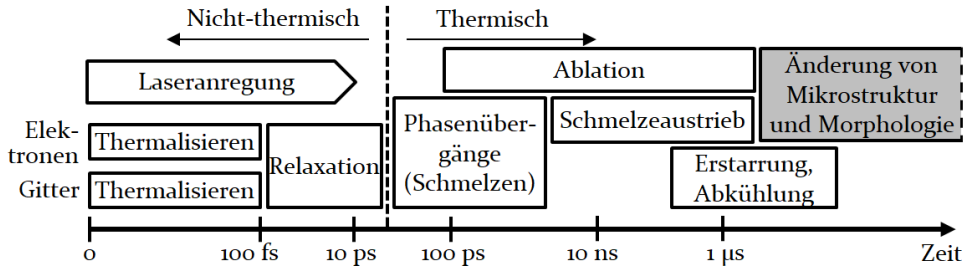


Bild 1: Zeitliche Abfolge der Prozesse beim Abtrag metallischer Werkstoffe mit ultrakurzen Laserpulsen der Pulsdauer  $\tau_p \leq 10$  ps (nach [37] und [38])

### 2.2.1 Energieeinkopplung ultrakurzer Laserpulse

Die Absorption der Photonenenergie ultrakurzer Laserpulse in metallischen Festkörpern erfolgt primär durch lineare Absorption durch den Mechanismus der inversen Bremsstrahlung. Für diesen Fall der linearen Absorption wird die Verteilung der Intensität des Laserpulses  $I_{Laser}(t)$  in Strahlausbreitungsrichtung  $z$  durch den exponentiellen Abfall nach dem Gesetz von Bouguer-Lambert-Beer beschrieben (Gl. (1)) [39]:

$$I(z, t) = I_{Laser}(t) \cdot \alpha \cdot (1 - R)e^{-\alpha \cdot z} \quad (1)$$

Der Betrag der in das metallische Substrat eingekoppelten Intensität  $I(z, t)$  hängt somit vom Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  und der Reflektivität  $R$  der bestrahlten Oberfläche ab. Gemäß Gleichung (1) werden bis zur charakteristischen Tiefe  $\delta_{opt} = 1/\alpha$ , der optischen Eindringtiefe, 86,5 % der Intensität des Laserpulses  $I_{Laser}$  absorbiert. Die optische Eindringtiefe wird in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  aus dem Extinktionskoeffizienten  $k$  als Teil des komplexen Brechungsindex  $\tilde{n} = n + i \cdot k$  berechnet (Gl. (2)):

$$\delta_{opt} = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{4 \cdot \pi \cdot k} \quad (2)$$

Für den Sonderfall sehr geringer Intensitäten übersteigt die Energieeindringtiefe jedoch die optische Eindringtiefe aufgrund des Energietransports in die Materialtiefe durch sogenannte ballistische Elektronen. Diese dringen bis zum Erreichen der elektronischen Gleichgewichtstemperatur nach 100 fs in das Material ein. Infolgedessen setzt sich die effektive Eindringtiefe aus den Beiträgen der optischen Eindringtiefe und der freien Weglänge durch ballistischen Elektronentransport  $\delta_{ball}$  zusammen [40]. Da die freie Weglänge  $\delta_{ball}$  mit steigender Elektronentemperatur aufgrund zunehmender Stoßwahrscheinlichkeiten sinkt, ist der Beitrag ballistischer

Elektronen zum Energietransport für höhere Intensitäten und höhere Temperaturen sowie für längere Pulsdauern als 100 fs zu vernachlässigen [41].

Nach Einstellung der Gleichgewichtstemperatur der Elektronen nach 100 fs diffundieren die angeregten Elektronen in das Materialvolumen und verteilen durch Elektron-Elektron-Stöße innerhalb von 100 fs - 1 ps [42] ihre Energie im Elektronensystem, sodass die Temperatur des Elektronensystems ansteigt [43]. Dementsprechend findet bei der Pulsdauer von  $\tau_p = 10$  ps die Thermalisierung des Elektronensystems bereits während des Laserpulses statt und die Zeitspanne der Energieeinkopplung ist durch die Pulsdauer des auf der Substratoberfläche auftreffenden Laserpulses gegeben. Mit steigender Intensität und somit höherer Elektronentemperatur führen die Elektronendiffusion und die dabei auftretenden Elektron-Elektron-Stöße zur thermischen Anregung tieferer Energieniveaus. Infolge der Diffusion kann die resultierende thermische Eindringtiefe der heißen Elektronen bis zum Erreichen des Temperaturgleichgewichts von Elektronen und Gitter

$$\delta_{EI} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot \gamma_{EI} \cdot T_{EI}}{T_G \cdot \alpha_{EI-G}}} \quad (3)$$

betragen. Dabei beschreiben  $\gamma_{EI}$  die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen,  $T_{EI}$  und  $T_G$  die (noch ungleichen) Temperatur der Elektronen und des Gitters sowie  $\alpha_{EI-G}$  den Elektronen-Gitter-Kopplungsparameter [42]. Damit definiert  $\delta_{EI}$  die Tiefe, bis zu welcher die heißen Elektronen bis zur Einstellung des Temperaturgleichgewichts von Elektronen und Gitter diffundieren. Durch die Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Elektronen- und Gittertemperatur ist die effektive Eindringtiefe insbesondere für höhere Intensitäten und die damit verbundene stärkere Anregung der freien Elektronen fluenz- und intensitätsabhängig [44].

Die polarisationsabhängige Reflektivität  $R$  beim Übergang von Medium 1 in Medium 2 wird für den Strahleinfallswinkel  $\varepsilon$  mit dem werkstoffspezifischen komplexen Brechungsindex  $\tilde{n} = n + i \cdot k$  gemäß den Fresnel-Gleichungen berechnet [45]:

$$R_p = \left| \frac{\tilde{n}_2^2 \cdot \cos^2 \varepsilon - \sqrt{\tilde{n}_1^2 (\tilde{n}_2^2 - \tilde{n}_1^2 \cdot \sin^2 \varepsilon)}}{\tilde{n}_2^2 \cdot \cos^2 \varepsilon + \sqrt{\tilde{n}_1^2 (\tilde{n}_2^2 - \tilde{n}_1^2 \cdot \sin^2 \varepsilon)}} \right|^2 \quad (4)$$

$$R_s = \left| \frac{\tilde{n}_1^2 \cdot \cos^2 \varepsilon - \sqrt{\tilde{n}_2^2 - \tilde{n}_1^2 \cdot \sin^2 \varepsilon}}{\tilde{n}_1^2 \cdot \cos^2 \varepsilon + \sqrt{\tilde{n}_2^2 - \tilde{n}_1^2 \cdot \sin^2 \varepsilon}} \right|^2 \quad (5)$$

$R_p$  und  $R_s$  charakterisieren die Reflektivität von parallel und senkrecht zur Einfallsebene des Lichts polarisierter elektromagnetischer Strahlung. Die Reflektivität von zirkular polarisierter Strahlung berechnet sich zu  $R = (R_p + R_s)/2$  [45]. Da Brechungsindex und Extinktionskoeffizient temperaturabhängig sind und die Temperatur des Elektronensystems während der Bestrahlung der Substratoberfläche zunimmt, ändern sich die Eindringtiefe und Reflektivität bereits während des Laserpulses [46].

### 2.2.2 Erwärmung des Kristallgitters

Durch den Anstieg der Temperatur des Elektronensystems befinden sich die Elektronen und das noch kalte Kristallgitter nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht. Bis das Temperaturgleichgewicht zwischen Elektronen und Gitter erreicht ist, werden die Temperaturen von Elektronen  $T_{EI}$  und Gitter  $T_G$  durch das sogenannte Zwei-Temperatur-Modell separat beschrieben [47]. Die notwendige Zeit für die Wiederherstellung des Temperaturgleichgewichts, die sogenannte Relaxationszeit  $\tau_{EI-G}$ , hängt vom werkstoffspezifischen und temperaturabhängigen Elektronen-Gitter-Kopplungsparameter  $\alpha_{EI-G}$  und der Wärmekapazität der Elektronen  $c_{EI}$  ab [42]. Die Relaxationszeit  $\tau_{EI-G} = 1/\alpha_{EI-G}$  gibt dabei die Zeit an, nach der die Temperaturen von Elektronen und Gitter wieder im Gleichgewicht sind. Der Kopplungsparameter  $\alpha_{EI-G}$  und die Wärmekapazität  $c_{EI}$  sind temperaturabhängig. Der Temperatureausgleich zwischen Elektronen und Kristallgitter erfolgt durch Elektron-Gitter-Stöße, die während der Diffusion von Elektronen in Strahlausbreitungsrichtung in den Werkstoff auftreten [48]. Die simulationsbasierte Ermittlung des Kopplungsparameters  $\alpha_{EI-G}$  in Abhängigkeit der Temperatur und der Zustandsdichte der Elektronen ist für verschiedene metallische Werkstoffe [49], insbesondere Legierungen [50], aktueller Gegenstand der Forschung [40]. Werte für  $\alpha_{EI-G}$  metallischer Legierungselemente von Stahlwerkstoffen und von 1.4301 sind in Tabelle 1 angegeben. Die Relaxationszeit  $\tau_{EI-G}$  liegt demzufolge für Metalle im ein- bis niedrigen zweistelligen Pikosekundenbereich [51].

Da die Pulsdauer  $\tau_P = 10$  ps etwa gleich oder länger als die Relaxationszeit  $\tau_{EI-G}$  der in Tabelle 1 aufgelisteten Elemente und Werkstoffe ist, wird die effektive Eindringtiefe der UKP-Laserstrahlung durch die Diffusionslänge der heißen Elektronen  $\delta_{EI}$  vorgegeben. Denn  $\delta_{EI}$  ist stets mindestens gleich

oder größer als die thermische Diffusionstiefe  $\delta_{therm}$  (Tabelle 1), die während der Pulsdauer  $\tau_P$  durch Wärmediffusion mit der Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$  erreicht wird (Gl. (6)) [52].

$$\delta_{therm} \approx 2\sqrt{\kappa \cdot \tau_P} \quad (6)$$

Da die in das Gitter transferierte Energie während der Pulsdauer  $\tau_P \leq 10$  ps nicht in das umliegende Material diffundiert, bleibt die absorbierte Energie nur in dem sehr kleinen bestrahlten Volumen eingeschlossen. Die effektive Energieeindringtiefe ultrakurzer Laserpulse hängt somit nicht (direkt) von der Pulsdauer ab. Es existiert lediglich eine indirekte schwache Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Pulsdauer durch die Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitfähigkeit  $\gamma_{El}$  und der Elektronen-Gitter-Kopplung  $\alpha_{El-G}$  von der bestrahlungsabhängigen Elektronentemperatur  $T_{El}$ . Infolgedessen wird der Energieeintrag von UKP-Laserstrahlung mit der zeitunabhängigen Größe der Fluenz  $F$  anstelle der Intensität beschrieben.

Tabelle 1: Energieeindringtiefen  $\delta$  und Relaxationszeit  $\tau_{El-G}$  ausgewählter metallischer Elemente und der Stahllegierung 1.4301 für die angenommene Elektronentemperatur  $T_{El} = 5000$  K: Berechnung mit den Werkstoffparametern in Tabelle 12 (Anhang A.1) gemäß Gl. (2), Gl. (3), Gl. (6) und nach [53] für  $\tau_{El-G}$

Element oder Werkstoff	Fe	Cr	Ni	Mo	Stahl 1.4301
Optische Eindringtiefe $\delta_{opt}$ in nm	19,6	23,7	14,5	16,0	16,7
Eindringtiefe heißer Elektronen $\delta_{El}$ in nm	42,9	32,2	51,1	49,1	12,3
Thermische Diffusionstiefe $\delta_{therm}$ in nm	12,0	10,8	31,0	45,6	12,6
Relaxationszeit $\tau_{El-G}$ in ps	9,3	3,2	9,1	10,2	4,8

### 2.2.3 Intensitätsabhängige Phasenübergänge

In Abhängigkeit des Betrags der eingekoppelten Intensität und damit der Fluenz  $F$  treten unterschiedliche Phasenübergänge auf. Zunächst wird das bestrahlte Material im Bereich der effektiven Eindringtiefe isochor erwärmt, da das Material wesentlich langsamer expandiert als die Temperatur während des ultrakurzen Laserpulses ansteigt. Die Erwärmung führt zum ultraschnellen Schmelzen des Materials. Die an das Schmelzen

anschließenden Phasenübergänge führen zum Materialaustrieb, wobei mit steigender Intensität

- die photomechanische Ablation (Spallation),
- die Phasenexplosion mit homogener und heterogener Nukleation,
- die Fragmentierung und
- die Sublimation die dominierenden Ablationsprozesse sind.

Bei Fluenzen nahe der Ablationsschwelle tritt photomechanische Ablation (Spallation) auf. Durch die isochore Erwärmung entstehen oberflächennah hohe thermoelastische Drücke von bis zu 10 GPa. Infolge der auftretenden Spannungen breiten sich Schockwellen in Form von Druck- und Verdünnungswellen aus. Die dadurch hervorgerufenen hohen Zugspannungen führen zum Ablösen einer flüssigen Ablationsfront. Die Dicke dieser kappenförmigen, homogen geschmolzenen Schicht beträgt etwa 20 nm [54]. Die Energiebilanz der Spallation zeigt, dass die eingekoppelte Energiemenge nicht zur Überschreitung der Verdampfungsenthalpie ausreicht [55].

Demgegenüber wird das Material bei der photothermischen Ablation infolge der Bestrahlung mit höheren Fluenzen lokal über die Verdampfungstemperatur erhitzt. Durch diese Überhitzung der Schmelze entsteht ein thermodynamisch metastabiler Zustand, der durch das simultane Auftreten von Schmelze und Dampf gekennzeichnet ist. Es treten demzufolge Dampfblasen auf, die entweder durch homogene oder heterogene Keimbildung (Nukleation) entstehen. Homogene Keimbildung resultiert aus statistisch verteilten Druckschwankungen im Material, während heterogene Keimbildung von Defekten und der fortschreitenden Schmelzefront insbesondere bei höheren Intensitäten beginnt. Das Wachstum der Dampfblasen führt schließlich zum explosionsartigen Austrieb des Materials als Gemisch aus flüssigen Clustern, Dampf und Plasma. Dieser Mechanismus des Austriebs von überhitzter kondensierter Materie wird als Phasenexplosion bezeichnet [54] und setzt nach mehreren zehn Nanosekunden ein.

Bei noch höheren Fluenzen, als sie für Phasenexplosionsvorgänge notwendig sind, tritt Fragmentierung auf. Dieser nicht-thermische Prozess resultiert infolge der Ionisierung der Atome in der Zerlegung des Materials in Cluster und eine Plasmawolke [56]. Höhere absorbierte Intensitäten führen schließlich zur Sublimation, bei der das Material direkt in den gasförmigen Zustand überführt wird [56].

Das Einsetzen der Ablation metallischer Werkstoffe konnte bei der Bestrahlung mit ultrakurzen Laserpulsen nach etwa 100 ps anhand von Pump-Probe-Untersuchungen beobachtet werden [57]. Die Ablation von Material

erstreckt sich bis in den Nanosekundenbereich [58]. Nach dem Abtrag von der Substratoberfläche entfernt sich das Material intensitätsabhängig in Form von Schmelzeclustern und Partikeln im dampf- und plasmaförmigen Zustand. Dadurch entsteht eine Materialdampf- und Plasmawolke über der Substratoberfläche. Die Partikel- und Plasmawolke kann den Strahleinfall auf die Substratoberfläche abhängig von der Fluenz bis zu  $3 \mu\text{s}$  nach dem Einsetzen des Ablationsprozesses z. B. durch Abschirmung beeinflussen [59]. Aus der Abschirmung resultiert für zeitliche Pulsabstände unterhalb von  $3 \mu\text{s}$  eine Abnahme der Abtragseffizienz bei kürzerem Zeitabstand bzw. steigender Pulsrepetitionrate [60].

#### 2.2.4 Abkühlung umliegender Materialrandbereiche

Die nicht zum Materialabtrag führende Energiemenge erwärmt umliegende Materialbereiche (Bild 2) und kann zum Aufschmelzen dieser Bereiche führen. Die Dicke der beim Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen auftretenden Schmelzefilme beträgt jedoch weniger als  $1 \mu\text{m}$  [61]. Die Erstarrung dieser kleinen Volumina ist bei ultrakurzen Laserpulsen nach mehreren  $100 \text{ ns}$  abgeschlossen. Nach der Ablation in umliegenden Materialbereichen zurückbleibende Wärme wird durch Wärmeleitung in das Materialinnere abgeführt, bis das Temperaturgleichgewicht mit der Umgebung erreicht ist. Aufgrund der vergleichsweise hohen Wärmeleitfähigkeit  $\gamma_{EI}$  ist die Abkühlung von Metallen durch sehr hohe Abkühlraten von bis zu  $10^{13} \text{ K/s}$  gekennzeichnet [62]. Infolge dieser extremen Abkühlraten erstarren Randschichten mit in der Lasermaterialbearbeitung einzigartigen Eigenschaften. So konnte bei der fs-Ablation von Nickel das Wachstum von Kristallzwillingen beobachtet werden [63], die zu Randschichten sehr hoher Festigkeit führen kann [64].

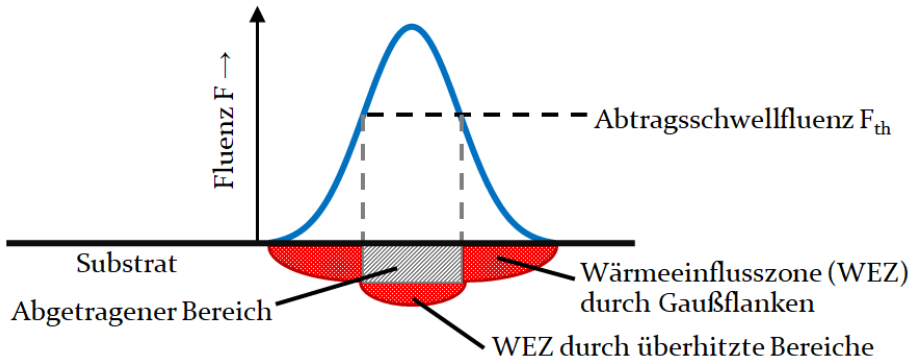


Bild 2: Prinzipdarstellung der Strukturrandbereiche, in denen nach dem Materialabtrag mit einem gaußförmigen Strahlprofil Wärme durch Überhitzung und die Gaußflanken zurückbleibt

### 2.3 Kenngrößen und Energiebilanz

Die Geometrie des abgetragenen Volumens und die Energieeffizienz des Materialabtrags können unter Kenntnis der Intensitätsverteilung des Laserstrahls und der folgenden Zusammenhänge berechnet werden. Als Voraussetzung für die Berechnungen werden drei Annahmen getroffen:

- Der Abtragsprozess kennzeichnet sich durch ein Schwellwertverhalten. Demnach wird lediglich an den Orten Material abgetragen, wo die Bedingung  $F(r) \geq F_{th}$  erfüllt ist. Die experimentelle Ermittlung der Abtragsschwelldosis  $F_{th}$  wird in Kap. 4.3.7 beschrieben.
- Die Abschwächung der in das Material eingekoppelten Energie in Strahlbreitungsrichtung  $z$  erfolgt exponentiell nach dem Gesetz von Lambert-Beer mit der effektiven Eindringtiefe  $\delta_{eff}$  [66]. Die effektive Eindringtiefe  $\delta_{eff}$  setzt sich, wie in Kap. 2.2.2 gezeigt, aus der optischen Eindringtiefe  $\delta_{opt}$  und der Eindringtiefe heißer Elektronen  $\delta_{EI}$  zusammen.
- Die Energiediffusion der eingekoppelten Photonenenergie erfolgt eindimensional in Richtung der quasi unendlich großen Substrattiefe  $z$  (Vollmaterial). Diese Annahme ist plausibel, da der Spotradius  $w_o$  im ein- bis zweistelligen Mikrometerbereich die optische Eindringtiefe im Nanometerbereich signifikant übersteigt ( $w_o \gg \delta_{opt}$ ).

### 2.3.1 Kenngrößen der UKP-Ablation mit Gaußstrahl

Für einen Laserstrahl mit gaußförmiger Intensitätsverteilung wird die räumliche Fluenzverteilung  $F(r, z)$  durch

$$F(r, z) = F_0 \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_0^2}} \cdot e^{-\frac{z}{\delta_{eff}}} \quad (7)$$

mit der Spitzenfluenz  $F_0 = 2 \cdot E_P / (\pi \cdot w_0^2)$  beschrieben.  $E_P$  und  $w$  beschreiben die Pulsenergie und den Spotradius. An der Substratoberfläche ( $z = 0$ ) ist der Durchmesser des entstehenden Kraters ( $D_K = 2 \cdot r$ ) durch den Radius gegeben, wo die Schwellfluenz erreicht wird ( $F(r) = F_{th}$ ). Mit diesen beiden Bedingungen gilt nach Umstellen von Gleichung (7) für den Kraterdurchmesser  $D_K$ :

$$D_K^2 = 2 \cdot w_0^2 \cdot \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right) \quad (8)$$

Bis zu der Substrattiefe, wo die Schwellfluenz  $F_{th}$  erreicht wird, erfolgt der Materialabtrag, sodass aus Gleichung (7) durch Umstellen nach  $z$  die lokale Abtraggtefe  $z_{Ab}(r)$  des Kraters berechnet werden kann:

$$z_{Ab}(r) = \delta_{eff} \cdot \left[ \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right) - \frac{2 \cdot r^2}{w_0^2} \right] \quad (9)$$

Das abgetragene Volumen der entstehenden Kraterstruktur  $V_K$  ergibt sich durch Integration von Gleichung (9) nach den Raumkoordinaten  $r$  und  $z$ . Als obere Grenze des Radius  $r$  wird der Kraterradius  $r_K = D_K/2$  nach Gleichung (8) eingesetzt [66]:

$$V_K = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_K} z_{Ab}(r) \cdot r \, dr \, d\varphi = \frac{1}{4} \delta_{eff} \pi w_0^2 \cdot \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right)^2 \quad (10)$$

Die Effizienz der Umwandlung der Laserenergie in abgetragenes Materialvolumen wird durch die Abtragseffizienz  $\eta_{Ab}$  bewertet, die sich gemäß Gleichung (11) aus der Spitzenfluenz  $F_0$  berechnet und von den Materialparametern  $\delta_{eff}$  und  $F_{th}$  abhängt [67].

$$\eta_{Ab} = \frac{V_K}{E_P} = \frac{1}{2} \frac{\delta_{eff}}{F_0} \cdot \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right)^2 \quad (11)$$

Durch Ableiten und Umstellen von Gleichung (11) nach der Spitzenfluenz  $F_o$  wird die sogenannte optimale Fluenz  $F_{max,G} = F_{o,max,G}/2 = e^2/2 \cdot F_{th}$  (Gl. (12)) berechnet. Bei der optimalen Fluenz erreicht die fluenzabhängige Abtrags-effizienz das materialspezifische Maximum  $\eta_{Ab,max}$  (Bild 3a). Die maximale Abtrags-effizienz ergibt sich für den verwendeten Gaußstrahl nach Einsetzen von Gleichung (12) in (11) zu [67]:

$$\eta_{Ab,max} = \frac{2}{e^2} \cdot \frac{\delta_{eff}}{F_{th}}. \quad (13)$$

### 2.3.2 Kenngrößen des UKP-Abtrags mit Flat-Top-Strahlprofil

Die Fluenzverteilung einer idealen homogenen Intensitätsverteilung mit der beispielhaft kreisförmigen Grundfläche mit dem Radius  $w_{FT}$  - i. F. Flat-Top-Strahlprofil genannt (Bild 3b) - sei nach Gleichung (14) definiert.

$$F(r) = \begin{cases} E_P / \pi \cdot w_{FT} & , r \leq w_{FT} \\ 0 & , r \geq w_{FT} \end{cases} \quad (14)$$

Unter den zuvor definierten Randbedingungen des Schwellwertverhaltens, der exponentiellen Energieabschwächung und der eindimensionalen Wärmediffusion beträgt die Abtragstiefe mit Flat-Top-Strahlprofil  $z_{Ab,FT}$ :

$$z_{Ab,FT} = \begin{cases} \delta_{eff} \cdot \ln\left(\frac{F}{F_{th}}\right) & , r \leq w_{FT} \\ 0 & , r \geq w_{FT} \end{cases} \quad (15)$$

Analog zum Vorgehen in Kap. 2.3.1 wird aus dem Integral der Abtragstiefe nach  $z$  und  $r$  (Gl. (15)) das Volumen des Kraters  $V_{K,FT}$  berechnet [67].

$$V_{K,FT} = \delta_{eff} \cdot \pi \cdot w_{FT}^2 \cdot \ln\left(\frac{F}{F_{th}}\right) \quad (16)$$

Die Abtrags-effizienz für die Ablation mit Flat-Top-Profil beträgt

$$\eta_{Ab,FT} = \frac{V_{K,FT}}{E_P} = \frac{\delta_{eff}}{F} \cdot \ln\left(\frac{F}{F_{th}}\right). \quad (17)$$

Das Maximum der Abtrags-effizienz mit Flat-Top-Profil  $\eta_{AbFT,max}$  wird bei der Fluenz  $F_{max,FT} = e \cdot F_{th}$  (Gl. (18)) erreicht und berechnet sich zu [67]:

$$\eta_{AbFT,max} = \frac{1}{e} \cdot \frac{\delta_{eff}}{F_{th}}. \quad (19)$$

Die beispielhaften Verläufe der Abtragseffizienz über der Spitzenfluenz verdeutlichen (Bild 3a), dass mit einem Flat-Top-Strahlprofil - verallgemeinert mit einer räumlich homogenen Intensitätsverteilung - theoretisch eine höhere maximale Abtragseffizienz erreichbar ist als mit einem Gauß-Strahlprofil. Entsprechend ermöglicht die simultane Bestrahlung mit einem Flat-Top-Profil eine höhere Abtragseffizienz als die Bestrahlung mit parallelisierten Gaußstrahlen. Aus diesem Grund wird in dieser Dissertation das Abtragsverhalten mit einem Flat-Top-Profil grundlegend untersucht, um die Basis für den Prozessbeschleunigungsansatz der homogenen Bestrahlung großer Flächen zu schaffen.

Anhand von Bild 3a ist ersichtlich, dass die Erhöhung der Fluenz über die optimale Fluenz hinaus zu einem ineffizienteren Abtrag führt. Die Umwandlung in Wärmeenergie und der Wärmetransport in das umliegende Material reduzieren die Effizienz und insbesondere bei hohen Fluenzen auch die Strukturqualität. Die Qualität des Abtrags ist durch ausgedehnte Wärmeeinflusszonen einschließlich Schmelzeablagerungen am Strukturgrund [68] und an den Strukturrändern in Form von erstarrten Schmelzeplatten geprägt [69].

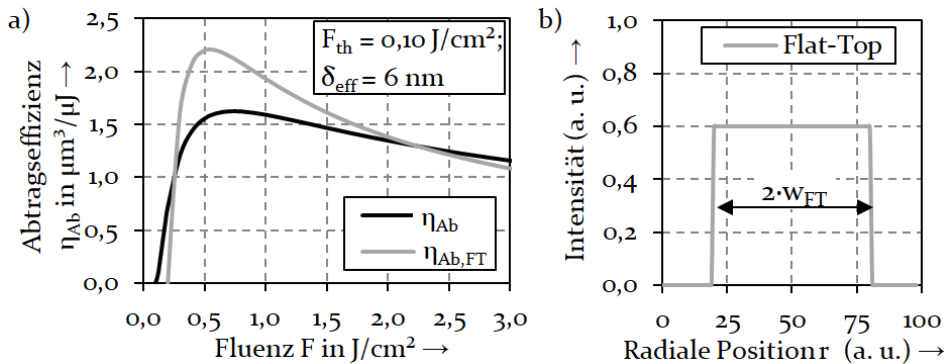


Bild 3: a) Theoretische fluenzabhängige Abtragseffizienz für Laserstrahlung mit Gauß- und Flat-Top-Strahlprofil  $\eta_{Ab}$  und  $\eta_{Ab,FT}$  (nach Gleichungen (11), (17)) für beispielhafte Werte von  $\delta_{eff}$  und  $F_{th}$  sowie b) Querschnitt eines Flat-Top-Strahlprofils

### 2.3.3 Energiebilanz der UKP-Ablation

Die materialspezifische Abtragschwellfluenz  $F_{th}$  kann entweder experimentell bestimmt (Kap. 4.3.7) oder durch die Berechnung der für den Abtrag erforderlichen Energiedichte bei Betrachtung der Energiebilanz

theoretisch abgeschätzt werden. Für die Berechnung gilt folgende Annahme: Die Ablation erfolgt durch verdampfungsbasierten Abtrag. Überschreitet die Energiedichte  $H_{Ab}$  (Verdampfungsenergie  $E_V$  pro Volumen  $V$ ) die für die Verdampfung erforderliche Energiedichte, so findet Materialabtrag statt [70]. Um diese Energiedichte zu erreichen, müssen die Differenz zwischen Ausgangs- und Verdampfungstemperatur ( $T_0 - T_V$ ) und die Schmelz- und Verdampfungsenthalpie  $\Delta H_S$  und  $\Delta H_V$  des Werkstoffs mit der Wärmekapazität  $c_G$  und der Dichte  $\rho$  überschritten werden.

$$H_{Ab} = \frac{E_V}{V} = \rho(c_G(T_V - T_0) + \Delta H_S + \Delta H_V) \quad (20)$$

Unter Berücksichtigung des exponentiellen Abklings der Energiedichte mit der Materialtiefe  $z$  und der effektiven Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$  wird die für die Verdampfung erforderliche, an der Substratoberfläche absorbierte Fluenz  $F_{Vth,abs} = F_{Vth}/(1-R)$  durch das Integral von  $H_{Ab}$  (Gl. (20)) über der Tiefe  $z$  berechnet. In Gleichung (21) bezeichnet  $R$  die Reflektivität der Substratoberfläche.

$$F_{Vth,abs} = \frac{1}{1-R} \int_0^\infty \frac{E_V}{V} e^{-\frac{z}{\delta_{eff}}} dz = \frac{\delta_{eff}}{1-R} \cdot \frac{E_V}{V} \quad (21)$$

Bei Kenntnis der Materialparameter  $\delta_{eff}$  und  $R$  kann mit Gleichung (21) die Abtragsschwelfluenz für die initiale Substratoberfläche abgeschätzt werden. Obwohl der durch UKP-Laserstrahlung hervorgerufene reale Ablationsprozess nicht nur auf Materialverdampfung beruht, sondern wesentlich komplexer ist (Kap. 2.2), ermöglicht Gleichung (21) die Bewertung des Einflusses von Eindringtiefe und Reflektivität auf die Abtragsschwelfluenz. Denn unter der Annahme einer konstanten Energiedichte für den Abtrag  $H_{Ab}$  ist der Einfluss beider Materialparameter auf die Änderung der Schwelfluenz bei der Multipulsbearbeitung quantifizierbar. Mit den pulszahlabhängig ermittelten Parametern  $\delta_{eff}(N)$  und  $R(N)$  könnte somit die Schwelfluenz für die Multipulsbearbeitung  $F_{th}(N)$  abgeschätzt werden.

## 2.4 **Multipulseffekte bei der UKP-Laserstrukturierung**

Die Entwicklung neuer Abtragsprozesse hoher Produktivität unter Einsatz ultrakurzer Laserpulse erfordert die Erweiterung des Prozessverständnisses, indem der Einfluss von Multipulseffekten auf Effizienz und Qualität des Abtrags berücksichtigt wird. Denn die Veränderung des Materials, die durch die Bestrahlung verursacht wird, beeinflusst die Energiedisposition

von Folgepulsen und den anschließenden Materialabtrag. Im Rahmen dieser Arbeit erfasst die Inkubation definitionsgemäß die Phänomene infolge von Materialveränderungen, die unabhängig von der Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen auftreten. Demgegenüber sind die durch Wärmeakkumulation hervorgerufenen Multipulseffekte zu unterscheiden. Diese treten auf, wenn die Wärmeleitung des Werkstoffs aufgrund der kurzen Zeit zwischen zwei Laserpulsen nicht ausreicht, um die bestrahlte Stelle wieder auf die Ausgangstemperatur vor der Bestrahlung abzukühlen. Im Folgenden wird der Stand der Forschung zu Einflüssen und Auswirkungen beider Phänomene sowie deren analytische Beschreibung dargestellt.

### 2.4.1 Inkubation

Durch die Absorption und Umwandlung der Energie eines Laserpulses werden unterschiedliche Veränderungen der bestrahlten Oberfläche induziert. Die dauerhafte Veränderung der Oberflächeneigenschaften wird durch die Inkubation beschrieben. Sie bewirkt veränderte Bedingungen für die Energiedeposition und infolgedessen eine Veränderung des Ablationsvorgangs der Oberfläche durch nachfolgende Laserpulse. Die Inkubation ist dementsprechend vom räumlichen Überlapp und der Anzahl nacheinander mit der Oberfläche wechselwirkender Laserpulse  $N$  abhängig. Die Effekte der veränderten Absorption und Ablationsvorgänge sind anhand der Pulszahlabhängigkeit der Kenngrößen des Abtragsergebnisses feststellbar. Dazu zählen das abgetragene Volumen und die werkstoffspezifische Abtragsschwellfluenz  $F_{th}$ .

Als eine der ersten Forschergruppen untersuchten Jee et al. die Ursachen der pulszahlabhängigen Änderung der Abtragsschwellfluenz metallischer Einkristalle aus Aluminium, Kupfer und Nickel mit polierter Oberfläche beim Abtrag mit Nanosekundenlaserpulsen der Wellenlänge 1064 nm [71]. Zum einen stellten sie die Zunahme der Oberflächenrauheit durch die intensitätsabhängige Oberflächendeformation fest, aus der sie einen veränderten Absorptionsgrad ableiteten. Zudem wurde die Schwellfluenzänderung auf veränderte Materialspannungen infolge plastischer Deformationen in umliegenden Materialbereichen (mit Ausdehnungen im Nano- bis Mikrometerbereich) zurückgeführt. Die Änderung der Schwellfluenz  $F_{th}$  in Abhängigkeit der Pulszahl  $N$  beschreiben Jee et al. analytisch durch das Modell gemäß Gleichung (22).

$$F_{th}(N) = F_{th}(1) \cdot N^{S_{F_{th}}-1} \quad (22)$$

Dieses Modell enthält die Fitparameter der Schwellfluenz des Einzelpulses  $F_{th(1)}$  und des empirischen Werkstoffparameters  $S_{Fth}$  (Inkubationskoeffizient), der die Stärke der Inkubationseffekte beschreibt. Nach Gleichung (22) sinkt oder steigt die Schwellfluenz kontinuierlich für  $S_{Fth} < 1$  oder  $S_{Fth} > 1$  und strebt für unendliche viele Pulse keinem Grenzwert entgegen.

Demgegenüber berücksichtigt ein weiteres Modell, das von Ashkenasi et al. aufgestellt und für dielektrische Werkstoffe und 100 fs-Laserpulse validiert wurde [72], das experimentell beobachtete Stagnieren der Schwellfluenz bei hohen Pulszahlen. Gemäß Gleichung (23) wird die pulszahlabhängige Schwellfluenz als Funktion von drei Fitparametern beschrieben: der Schwellfluenz des Einzelpulses  $F_{th(1)}$ , der Schwellfluenz nach der Stagnation im Sättigungszustand  $F_{th(\infty)}$  und dem Inkubationskoeffizient  $k_{Fth}$ . Nach Ashkenasi et al. führt die laserinduzierte Defektbildung zur Zunahme der Energieabsorption und zugleich zur lokalen Begrenzung der eingekoppelten Energie in einem kleineren Volumen, sodass die Schwellfluenz mit steigender Pulszahl sinkt. Somit ist der Inkubationskoeffizient  $k_{Fth}$  ein Maß für die Stärke der Defektakkumulation und der dadurch erhöhten Absorption. Ein höherer Wert  $k_{Fth}$  bewirkt ein früheres Eintreten des Sättigungszustandes mit  $F_{th(\infty)}$ .

$$F_{th}(N) = F_{th}(\infty) + [F_{th}(1) - F_{th}(\infty)] \cdot e^{-k_{Fth} \cdot (N-1)} \quad (23)$$

Für die werkstoffübergreifende analytische Beschreibung der experimentell beobachteten komplexeren Kurvenverläufe der Schwellfluenz in Abhängigkeit der Pulszahl entwickelten Sun et al. ein weiteres phänomenologisches Modell [73]. Die komplexeren Verläufe für  $F_{th}(N)$  resultieren zum Teil aus zusätzlichen Phänomenen beim Materialabtrag, z. B. hohen Aspektverhältnissen von Kraterstrukturen, die ebenfalls zu einem erhöhten Einkoppelgrad führen. Somit werden durch die Funktion von Sun et al. auch Einflüsse der Schwellfluenzänderung erfasst, die streng genommen nicht der Inkubation des Materials zuzuordnen sind.

Die pulszahlabhängige Änderung der Schwellfluenz von Stahlwerkstoffen beim UKP-Lasermaterialabtrag wurde in verschiedenen experimentellen Untersuchungen analysiert (Tabelle 2). Die Schwellfluenzen wurden für unterschiedliche Pulsrepetitionraten  $f_p$  und Pulszahlen  $N$  jeweils nach derselben Methode basierend auf Gleichung (8) bestimmt. Für die Pulsdauern im Femtosekunden- und Pikosekunden-Bereich sowie alle Pulsrepetitionsraten wurde das Absinken der Schwellfluenz mit steigender Pulszahl festgestellt. Denn die gemäß Gleichung (22) ermittelten Inkubationskoeffizienten liegen im Bereich  $0,7 < S_{Fth} < 0,9$ . In der Mehrzahl der in Tabelle 2

genannten Untersuchungen werden hinsichtlich der Ursachen der Inkubation allerdings nur Vermutungen aufgestellt. Für den Abtrag von Kraterstrukturen in Eisen mit ps-Pulsen bestätigen Neuenschwander et al. in experimentellen Untersuchungen die Änderung des Absorptionsgrades der Substratoberfläche indirekt als eine Ursache der Inkubation [74]. Denn die Analyse der Oberflächenspannungszustände der Substrate mittels Röntgendiffraktometrie zeigt keinen signifikanten Unterschied vor und nach dem Laserabtrag. Demnach konnte keine signifikante Zunahme lokaler oberflächennaher Defekte erfasst werden. Allerdings beobachteten Neuenschwander et al. eine Kornverfeinerung bei gegenüber der Ausgangsoberfläche unveränderten Spannungszuständen. Als weitere Inkubationsursache führt diese Kornverfeinerung vermutlich zur Zunahme des Abtrags durch Spallation [74]. Die höhere Energieeffizienz der Spallation gegenüber der Effizienz der Phasenexplosion könnte zum Sinken der Schwellfluenz beitragen.

Tabelle 2: Experimentell ermittelte Abtragsschwellfluenzen  $F_{th}$  für den Materialabtrag von Eisen und Stahlwerkstoffen mit UKP-Lasern infraroter Wellenlänge<sup>1</sup>

Werkstoff	Pulsrepetitionrate $f_p$	Pulsdauer $\tau_p$	Pulszahl N	Schwellfluenz $F_{th}$ in J/cm <sup>2</sup>	Inkubationskoeffizient $S_{F_{th}}$	Ref.
Fe	0,05 kHz	10 ps	1	$0,16 \pm 0,02$	$0,788 \pm 0,02$	[74] <sup>1</sup>
1.4310	0,1 kHz	150 fs	1	$0,21 \pm 0,02$	$0,86 \pm 0,03$	[77]
			100	0,16		
1.4301	1,7 kHz	60 fs	10	0,10	-	[78]
			100	0,08		
			1000	0,06		
1.4301	50 kHz	10 ps	10	0,13	0,875	[79]
			250	0,08		
			2500	0,06		
1.4301	100 kHz	10 ps	1	0,5	0,625	[80]
			10	0,2		
			100	0,1		
			1000	0,04		

Die Änderung der oberflächennahen Eigenschaften begründen Ergebnisse molekuldynamischer Simulationen der fs-Bearbeitung von Silber.

<sup>1</sup> Ausnahme: Die Schwellfluenzen in [74] wurden aus den fluenzspezifisch abgetragenen Tiefen nach Gleichung (9) berechnet.

Demnach wird die Oberflächenaufwölbung von Silber, die bei der Bestrahlung mit Fluenzen knapp unterhalb der Abtragsschwellfluenz beobachtet wurde, durch die Bildung von oberflächennahen Poren und eine bedeckende nanokristalline Schicht verursacht [62]. Die entstehende veränderte oberflächennahe Morphologie mit nanoporösen Randschichten wurde für den fs- und ps-Laserabtrag von Aluminium [75] und Kupfer [76] ebenfalls nachgewiesen.

Somit sind Oberflächen- und Materialdefekte die Ursache der Inkubation, denn diese beeinflussen zum einen die Absorption und die räumliche Energiedisposition und zum anderen die anschließenden Phasenumwandlungsprozesse. Armbruster et al. unterscheiden die intrinsischen Defekte des Werkstoffs in Strukturdefekte wie Risse, Kratzer oder Korngrenzen und in Verunreinigungen. Zusätzlich werden weitere Defekte durch die Laserbestrahlung und den Laserabtrag durch Struktur- und Topografieänderungen induziert [77]. Die laserinduzierte Zunahme der Defektzahl und -dichte bewirkt die Reduktion der Schwellfluenz. Infolge der durch Defekte erhöhten Energieeinkopplung können Materialveränderungen durch thermische Prozesse, wie das Erwärmen oder Verdampfen des Materials, oder durch mechanische Prozesse, wie Materialbruch, auftreten. Die Abhängigkeit dieser Umwandlungsprozesse von der Defektzahl wiesen Armbruster et al. durch die Variation des Laserspotradius als Bearbeitungsparameter nach. Für den Abtrag von Edelstahl 1.4301 mit einem Spotradius von etwa  $2\ \mu\text{m}$  wurden für jede Pulszahl jeweils signifikant höhere Schwellfluenzen ermittelt als für Spotradien im zweistelligen Mikrometerbereich. Infolge der größeren bestrahlten Fläche steigt die Anzahl der bestrahlten intrinsischen Defekte [82], woraus nach Armbruster et al. eine erhöhte Energieeinkopplung und die beobachtete Spotradiusabhängigkeit der Abtragsschwelle resultieren können [78]. Die genaue Identifikation und Diskussion möglicher Ursachen des Zusammenhangs zwischen Inkubation und bestrahlter Fläche stehen jedoch noch aus. Dementsprechend sind auch die Parametergrenzen des Spotradius  $w_0$  und der Pulszahl  $N$  für die Gültigkeit dieses Zusammenhangs noch unklar. Als zusätzliche Ursache der Inkubation stellten die Autoren von [83] die Oxidation der Edelstahloberfläche anhand der verstärkten Aufladung der Oberfläche im Rasterelektronenmikroskop fest.

Infolge der Modifikation der oberflächennahen Eigenschaften mit zunehmender Anzahl absorbierter und zum Abtrag führender Laserpulse ändert sich die Energieeindringtiefe ebenfalls pulszahlabhängig. Obwohl die Änderung der Abtragstiefe pro Puls bereits für unterschiedliche Metalle wie Wolfram [70] und Stahl [83] experimentell festgestellt wurde, veröffentlichten bisher nur Žemaitis et al. eine analytische Funktion zur

Beschreibung der Pulszahlabhängigkeit [84]. Validiert für den ps-Laserabtrag von Kupfer mit hohen Spitzenfluenzen im Bereich von 8 bis 19 J/cm<sup>2</sup> beschreibt diese veröffentlichte Funktion die Abtragstiefe pro Puls anhand eines beobachteten linearen Anstiegs und des anschließenden Sinkens auf null. Die stagnierende Abtragstiefe pro Puls bei mehr als 1000 Pulsen wird durch die entstehenden tiefen Krater und die damit einhergehenden Phänomene der Mehrfachreflexionen und der Ablagerung von Abtragsprodukten an den Kraterflanken erklärt. Ob diese Funktion auf die Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit geringen Tiefen und Aspektverhältnissen  $A_S < 0,5$  übertragbar ist, wird in Kapitel 6.1 untersucht.

Zusammenfassend bewirken die dauerhafte Veränderung der Oberflächentopografie und der chemischen Zusammensetzung sowie die Entstehung von Defekten die Änderung der Energieeinkopplung und des Ablationsvorgangs. Die infolgedessen beobachtete Änderung der Abtragsschwellfluenz, als Merkmal der Inkubation, wird durch unterschiedliche empirische Modelle charakterisiert. Allerdings werden die Ursachen der Inkubation durch die unterschiedlichen Erklärungsansätze nicht gewichtet.

#### 2.4.2 Wärmeakkumulation

Das Phänomen der Wärmeakkumulation beschreibt den Anstieg der Oberflächentemperatur des Substrats bei der Bearbeitung mit Laserpulsen. Denn beim Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen verbleibt stets der Anteil  $\eta_{Heat}$  der Pulsenergie als Wärme in den Randbereichen der bestrahlten und abgetragenen Oberfläche [85]. Ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen zu kurz, um den Wärmeanteil vollständig in das Substratinnere oder an die Umgebung zu transportieren, akkumuliert die Wärmeenergie mit steigender Pulszahl. Die Akkumulation der Wärme führt zur Entstehung einer Wärmeeinflusszone (WEZ) zunehmender Ausdehnung [80]. Auf Basis der Wärmeleitungsgleichung und mit den Annahmen in Anhang A.2 kann der Temperaturanstieg  $\Delta T$  durch eine Folge von  $N$  Laserpulsen beim Abtrag ohne Relativbewegung zwischen Laserspot und Substrat gemäß Gleichung (24) beschrieben werden (Herleitung siehe Anhang A.2) [86]:

$$\Delta T(r, t, N) = \eta_{Heat} \frac{4E_P(1-R)}{\pi \cdot w_0^2 \cdot \delta_{eff} \rho \cdot c_P \cdot \sqrt{(4\pi \cdot \kappa)^3}} \frac{1}{\sum_{m=1}^{N+1} \frac{\theta\left(t - \frac{m-1}{f_P}\right)}{\sqrt{\left(t - \frac{m-1}{f_P}\right)^3}} e^{-\frac{r^2}{4 \cdot \kappa \cdot \left(t - \frac{m-1}{f_P}\right)}}} \quad (24)$$

Das entstehende Temperaturfeld  $\Delta T(r)$  nach Gleichung (24) hängt von den Bearbeitungsparametern - wie der Pulsenergie  $E_P$  und der Pulsrepetitionsrate  $f_P = 1/t$  - sowie den Werkstoffparametern Reflektivität  $R$ , Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$ , Dichte  $\rho$ , Wärmekapazität  $c_P$  und Leitfähigkeit  $\kappa$  ab. In Gleichung (24) beschreibt  $\Theta$  die Einheitssprungfunktion, die für negative Argumente den Funktionswert  $\Theta = 0$  und positive Argumente den Funktionswert  $\Theta = 1$  annimmt.

Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der optischen Eigenschaften bewirkt der Temperaturanstieg des metallischen Werkstoffs die Änderung der Reflektivität und der optischen Eindringtiefe. Wie stark sich die Temperaturzunahme auf die Änderung der Reflektivität auswirkt, hängt von der Zusammensetzung der Stahllegierung ab. Denn je nach Zusammensetzung tragen die auftretenden Übergänge zwischen den Elektronenbändern der Legierung unterschiedlich stark zu den optischen Eigenschaften bei [87]. Im Fall der in Bild 4 dargestellten Temperaturzunahme  $\Delta T < 10$  K bei der Pulsrepetitionsrate  $f_P = 10$  kHz und der Spitzenfluenz  $F_o = 1,0$  J/cm<sup>2</sup> ist keine Veränderung der optischen Eigenschaften zu erwarten. So beobachtete Boyden in experimentellen Untersuchungen keine signifikante Änderung der Absorptivität von Legierung 1.4301 im Temperaturintervall zwischen Umgebungstemperatur und 1000 °C [88]. Für  $f_P = 100$  kHz wird nach Gleichung (24) bereits eine deutliche Temperaturzunahme berechnet, die fluenzabhängig bis zu 1000 K betragen kann (Bild 4). Da in [86] bereits bei einer Temperaturzunahme von 100 K eine erhöhte Absorptivität festgestellt wurde, ist bei Pulsrepetitionsraten von mehr als 100 kHz eine Änderung der Reflektivität zu erwarten.

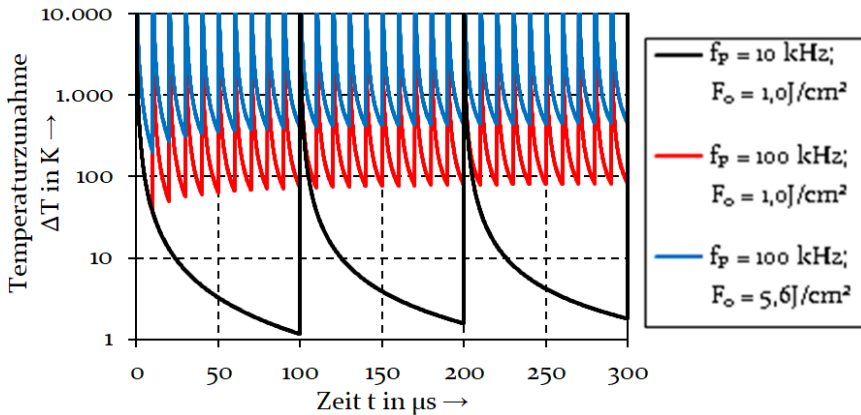


Bild 4: Mit Gleichung (55) berechneter Temperaturanstieg an der Substratoberfläche ( $z = r = 0$ ) in Abhängigkeit von Pulsrepetitionsrate  $f_p$  und Spitzenfluenz  $F_0$  (Werkstoff: 1.4301 mit  $\eta_{Heat} = 0,38$  [89] und den Werkstoffparametern in Tabelle 12 und Tabelle 13)

Die Auswirkungen der Wärmeakkumulation auf die Strukturqualität bei der Laserstrukturierung mit ps-Laserpulsen untersuchten unter anderem Bauer et al. Bei der Erzeugung von 2,5D-Strukturen in Edelstahl stellten sie die signifikante Zunahme der Strukturbodenrauheit aufgrund von auftretenden Mikrokegeln fest, sobald die Substrattemperatur von 607 °C überschritten wird [89]. Die zunehmende Ausdehnung der WEZ registrierten Finger et al. beim Abtrag von 2,5D-Strukturen einer Titanlegierung mit Pulsrepetitionsraten im einstelligen MHz-Bereich [90]. Beim Perkussionsbohren beobachteten Di Niso et al. mit zunehmender Pulsrepetitionsrate ebenfalls vermehrt Schmelzphänomene, wie Grate am Strukturrand, die zur Reduktion der Strukturqualität führen [91]. Die Autoren von [91] stellten zudem die Steigerung der Abtrageffizienz in Form verkürzter Prozesszeiten bei höheren Pulsrepetitionsraten im Bereich zwischen 50 kHz und 400 kHz fest. Demnach kann die Wärmeakkumulation die Änderung von Strukturqualität und Effizienz des Abtragsprozesses bewirken und ist deshalb bei der Wahl der Bearbeitungsparameter für die Multipulsbearbeitung im Multi-kHz-Bereich zu berücksichtigen.

## 2.5 Modellierung des UKP-Lasermaterialabtrags

Aufgrund der in Kapitel 2.2 beschriebenen intensitätsabhängigen Wechselwirkungsprozesse mit unterschiedlichen Zeitskalen ist die Modellierung der Ultrakurzpulslaser-Ablation sehr komplex. Um die verschiedenen Zeitskalen zu erfassen, erfordert die Modellierung der einzelnen Prozesse unterschiedliche Ansätze bis hin zu Multiskalen-

ansätzen [40]. In der Wissenschaft und im industriellen Umfeld werden mit der Modellierung der Wechselwirkungsprozesse und des Abtrags mit UKP-Lasern unterschiedliche Zielsetzungen verfolgt. Analytische Modelle, als sogenannte Bearbeitungssimulationen, dienen hauptsächlich der Beschreibung der resultierenden Strukturgeometrie. Mit numerischen Modellen wird das primäre Ziel der Generierung eines tiefergehenden Verständnisses der Wechselwirkungsphänomene verfolgt.

### **2.5.1 Modellierungsansätze**

Die numerische Berechnung der Abtragsprozesse metallischer Werkstoffe mit ultrakurzen Laserpulsen erfolgt mittels verschiedener Modellierungsansätze [40]. Mit hydro- oder molekulardynamischen sowie hybriden Modellen werden dabei vorwiegend Zustandsänderungen von Reinetallen wie Aluminium [92], Eisen [93] oder Kupfer [94] abgebildet. Denn für Reinetalle sind die Werkstoffparameter aufgrund von Experimenten [95] und Simulationen [49] bereits seit mehreren Jahrzehnten bekannt. Die Ermittlung temperaturabhängiger Werkstoffparameter von Eisen- [96] oder Nickelbasis-Legierungen [97] für energetische Nicht-Gleichgewichtszustände wie bei der UKP-Ablation rückte jedoch erst im letzten Jahrzehnt in den Fokus von Forschungsarbeiten. Da die optischen und thermophysikalischen Eigenschaften von Stahllegierungen dementsprechend noch weitestgehend unbekannt sind [44], stellen die hydro-, molekulardynamischen oder hybriden Modelle lediglich eine eingeschränkte Möglichkeit dar, den Ablationsvorgang und die abgetragene Geometrie zu modellieren. Die hohe zeitliche und räumliche Auflösung der Prozessschritte und der Umfang der zu berücksichtigenden Prozesse erfordert sehr rechenoperationsintensive Simulationen der genannten numerischen Modelle. Darüber hinaus sind die Werkstoffparameter von Oberflächenbereichen mit laserinduzierten Modifikationen für diese Simulationsmodelle unzureichend bekannt. Aus diesen drei Gründen sind die genannten Modellarten noch nicht für die Bearbeitungssimulation des Mikro-Materialabtrags von Stahllegierungen oder dessen Optimierung anwendbar. Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der Strukturgeometrie in Form einer Bearbeitungssimulation bieten analytische Modelle, die auf experimentell ermittelten Materialparametern beruhen. Die Randbedingungen und Gültigkeitsbereiche dieser Modelle werden im folgenden Abschnitt erläutert.

### 2.5.2 Analytische Berechnung des Strukturquerschnitts

Die Modelle zur analytischen Berechnung der Strukturgeometrie basieren auf dem in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Schwellwertverhalten des UKP-Lasermaterialabtrags. Abhängig von der Intensitätsverteilung entsteht durch die Bestrahlung mit einem einzelnen ultrakurzen Laserpuls der „Fingerabdruck“ des Abtrags. Mit einem räumlichen Gaußprofil wird eine kraterförmige Struktur in der Form eines Paraboloids abgetragen (Bild 5a). Dessen ortsabhängige Tiefe  $z_{Ab}(r)$  berechnet sich gemäß Gleichung (9). Im Fall des Abtrags mit einer Folge von  $N$  Pulsen an derselben Oberflächenposition entsteht eine Kraterstruktur mit der maximalen Tiefe im Kratermittelpunkt  $z_K(r = 0)$ .

$$z_K(r = 0) = N \cdot \delta_{eff} \cdot \ln\left(F_0/F_{th}\right) \quad (25)$$

Findet während der Bearbeitung eine Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Substratoberfläche entlang der Bearbeitungsbahnen eines Schraffurmusters statt, erfolgt der sogenannte sequenzielle Abtrag einer (quaderförmigen) 2,5D-Struktur (Bild 5b). Dabei wird das Material durch die aufeinanderfolgenden Laserpulse ablatiert, sodass die Strukturtiefe  $z_S$  aus der Überlagerung der entstehenden Paraboloiden entsprechend der räumlichen Anordnung der Laserpulse resultiert [98]. Im Fall eines ausreichend hohen Überlapps der Paraboloiden schwankt die Strukturtiefe  $z_S$  nur geringfügig. Demnach entsteht für diesen hohen Überlapp eine Struktur mit homogenem Strukturboden.

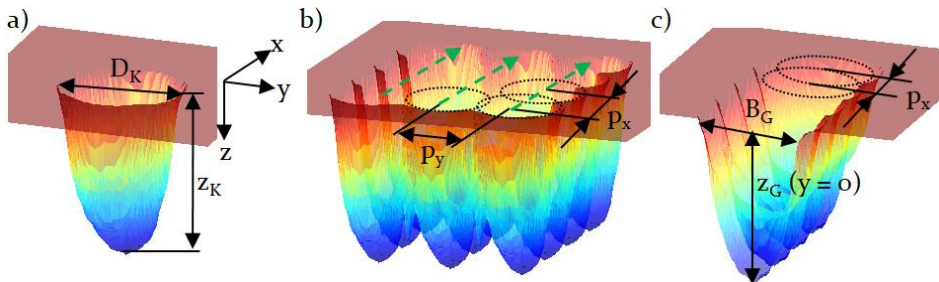


Bild 5: a) Kraterstruktur mit Durchmesser  $D_K$  und Tiefe  $z_K$ , b) Anordnung der Bearbeitungsbahnen mit Pitch  $p_x$  und Hatch  $p_y$  für das Prinzip der Erzeugung einer 2,5D-Struktur der lokalen Tiefe  $z_S$  (zur Veranschaulichung mit geringem Überlapp und stark schwankender Strukturtiefe) sowie c) Grabenstruktur mit Breite  $B_G$  und Tiefe  $z_G$

Erfolgt der sequenzielle Abtrag zunächst ausschließlich entlang einer einzelnen Bearbeitungsbahn mit dem räumlichen Puls-zu-Pulsabstand  $p_x$  (Pitch), so entsteht eine Grabenstruktur (Bild 5c). Bei ausreichend

geringem Pitch  $p_x \ll w_0$  besitzt der Graben einen von der Längsrichtung unabhängigen Querschnitt. Die Tiefe des Grabenquerschnitts  $z_G(y)$  kann abhängig von Pitch  $p_x$ , Spotradius  $w_0$  und der Anzahl der Schichten  $N_S$  mittels Gleichung (26) berechnet werden [99]. Die maximale Tiefe des Grabens  $z_G$  ergibt sich für die Grabenmitte  $y = 0$ .

$$z_G(y) = N_S \frac{\sqrt{2} p_x \cdot \delta_{eff}}{3 \cdot w_0} \sqrt{\ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right) - \frac{2y^2}{w_0^2}} \cdot \left[ \frac{2w_0^2}{p_x^2} \left( \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right) - \frac{2y^2}{w_0^2} \right) - 1 \right] \quad (26)$$

Der sequenzielle Abtrag einer 2,5D-Struktur erfolgt üblicherweise, indem mehrere solcher mit  $N_S = 1$  erzeugten Grabenstrukturen entlang paralleler Bearbeitungsbahnen mit dem Bahnabstand  $p_y$  (Hatch) angeordnet werden. Durch die Wiederholung dieser Abfolge für eine definierte Anzahl von Bearbeitungsschichten  $N_S$  entsteht die finale Strukturgeometrie. Entsprechend wird die Tiefe der 2,5D-Struktur vereinfacht durch die Superposition der Grabenstrukturen mit dem Hatch  $p_y$  aus der Summe der Grabenquerschnitte  $z_G(y)$  über die effektive lokale Pulszahl  $N(y)$  berechnet [100]. Diese Superposition ist unter der Annahme gültig, dass bei der Erzeugung der einzelnen Grabenstrukturen konstante Absorptionsbedingungen existieren.

$$z_S(y) = N_S \cdot \sum_{i=1}^{N(y)} z_G(y) \quad (27)$$

Für die effektive Pulszahl  $N(y)$  gilt abhängig von der Breite der abgetragenen Struktur, d. h. im konkreten Fall von der Grabenbreite  $B_G$ :  $N(y) = B_G/p_y$  (Gl. (28)). Mit  $B_G = D_K$  und Anwendung des Zusammenhangs aus Gleichung (8) für  $D_K$  ergibt sich die effektive Pulszahl  $N(y)$ :

$$N(y) = 1/p_y \cdot \sqrt{2 \cdot w_0^2 \cdot \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right)} \quad (29)$$

Der beschriebene analytische Ansatz bildet die tatsächliche Abfolge bei der Erzeugung flächiger Strukturen ab und ermöglicht die Berechnung der Strukturdimensionen im Mikrometermaßstab. Auftretende Strukturen in der Größenordnung der Rauheit - z. B. laserinduzierte Nano- oder Mikrostrukturen - werden mit diesem Ansatz nicht abgebildet. Das beschriebene

analytische Modell berücksichtigt die Werkstoffeigenschaften indirekt durch die Materialparameter der Abtragungsschwellfluenz  $F_{th}$  und der Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$ . Beide Parameter werden jedoch durch die Inkubationseffekte und somit durch die Pulszahl beeinflusst. Dieser Einfluss wird in den Publikationen unterschiedlich berücksichtigt.

### 2.5.3 Berücksichtigung von Multipulseeffekten

Bisherige Arbeiten beruhen auf Materialparametern, die durch die Analyse der Dimensionen von „repräsentativen“ Krater- oder Grabenstrukturen ermittelt wurden. Dies bedeutet, dass die zugrunde gelegte Kraterstruktur mit einer ähnlichen Pulszahl und Spitzenfluenz bei identischem Spotdurchmesser und gleicher Pulsrepetitionsrate wie die modellierte Strukturgeometrie erzeugt wurde [98]. Ebenfalls sehr ähnliche Versuchsparameter wurden für die Ermittlung der Materialparameter anhand von Grabenstrukturen verwendet, aus denen mit Hilfe von Gleichung (26) die Parameter zurückgerechnet wurden [100]. Die Pulszahlabhängigkeit der Parameter  $F_{th}$  und  $\delta_{eff}$  wurde in bisherigen Arbeiten der analytischen Strukturgeometriemodellierung zum Teil nicht berücksichtigt [98] oder erfolgt für  $F_{th}$  bislang durch das Modell von Jee et al. gemäß Gleichung (22) [66]. Audouard et al. nehmen für  $\delta_{eff}$  ebenfalls eine Pulszahlabhängigkeit gemäß Gleichung (22) an [100]. Allerdings ist Gleichung (22) nur für vergleichsweise geringe Pulszahlen anwendbar, bei denen das durch eine Potenzfunktion beschriebene Sinken von Schwellfluenz und Eindringtiefe beobachtet wird. So kann die Tiefe des Abtrags von Dünnschichten mit effektiven Pulszahlen  $N < 30$  mit der gemäß Gleichung (22) modellierten Schwellfluenz beschrieben werden [101]. Aktuelle Untersuchungen des fs-Laserabtrags von Kupfer beschreiben die Pulszahlabhängigkeit von  $\delta_{eff}$  mittels einer Sigmoidfunktion basierend auf der Analyse von Kraterstrukturen. Dabei stagnieren die Abtragungstiefe pro Puls und damit die Eindringtiefe für hohe Pulszahlen  $N \approx 1000$  bei  $\delta_{eff} = 0$  nm [84].

Die genannten Vorgehensweisen bei der Ermittlung der Materialparameter und die Berücksichtigung der Inkubation begrenzen die Gültigkeitsbereiche der Bearbeitungsparameter zur Berechnung der Strukturgeometrie. Demzufolge ist die Übertragbarkeit auf andere Bearbeitungsparameter in bisherigen Arbeiten signifikant eingeschränkt und erfordert zusätzliche empirische Untersuchungen. Durch die Kenntnis von Multipulseeffekten und die Berücksichtigung bei der Modellierung der Bearbeitung kann der Gültigkeitsbereich der vorhandenen Modelle erweitert werden.

## 2.6 **Digitale holografische Strahlformung**

Die Anpassung der räumlichen Intensitätsverteilung des Bearbeitungslasers auf der Substratoberfläche bietet eine Möglichkeit, den Prozess des Lasermaterialabtrags zu beeinflussen. Da innerhalb der Arbeit der Einfluss der räumlichen Intensitätsverteilung auf die UKP-Laserstrukturierung untersucht wird, dient Kapitel 2.6 der Definition und Erläuterung von Begriffen und Grundlagen der sogenannten Laserstrahlprofilformung. Anschließend erfolgen die Einordnung der Formung des Strahlprofils mittels eines Flüssigkristallmodulators sowie die Beschreibung des verwendeten Algorithmus und der auftretenden Phänomene.

Der Begriff der Formung der Intensitätsverteilung von Laserstrahlung umfasst die definierte Änderung einer vorhandenen in eine gewünschte Intensitätsverteilung durch ein optisches System [28]. Als Einflussgrößen der Intensität können der zeitliche Verlauf eines Laserpulses und/oder die räumliche Energieverteilung des Laserstrahls geformt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich betrachtete Formung der räumlichen Energieverteilung eines Pikosekunden-Laserpulses wird i. F. vereinfacht als Strahlformung bezeichnet. Dabei wird definitionsgemäß die gaußförmige Intensitätsverteilung in eine Verteilung mit einem Intensitätsplateau beliebiger zweidimensionaler Geometrie (Flat-Top-Profil) geändert (Bild 6). Die optischen Systeme für die Strahlformung können unter anderem nach ihrem optischen Wirkprinzip in reflektive, refraktive und diffraktive Konzepte unterschieden werden [102]. Im Anschluss wird nur die diffraktive Strahlformung betrachtet, bei der mit einer Phasenmaske die Wellenfront eines Laserstrahls und dadurch dessen Intensitätsprofil im Fokus einer Linse verändert werden [103]. Die Technik des digitalen Speicherns der Phase und der Rekonstruktion der Intensitätsverteilung aus der Phasenmaske zählt zu den Verfahren der digitalen Holografie [104].

### 2.6.1 **Grundlagen und Ansätze der diffraktiven Strahlformung**

Die diffraktive Strahlformung beruht auf der Änderung der Wellenfront, indem eine einfallende Welle während der Propagation durch ein optisches System infolge der lokalen Phasenverzögerung gebeugt wird. Die aus dem System austretende Welle weist eine gegenüber der einfallenden Welle veränderte Wellenfront auf. Die Phasenverzögerung kann durch ein starres diffraktives optisches Element (DOE) oder einen dynamischen räumlichen Lichtmodulator (engl. spatial light modulator, SLM) induziert werden. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete reflektierende SLM basiert auf einer

Flüssigkristallschicht (engl. liquid crystal on silicon, LCoS) und der folgenden Funktionsweise: Aufgrund der dielektrischen und optischen Anisotropie der Flüssigkristalle beeinflusst ein äußeres elektrisches Feld die Orientierung und infolgedessen den richtungsabhängigen Brechungsindex der Kristalle. Dieser Effekt wird durch das Anlegen eines elektrischen Spannungssignals an die pixelierte reflektierende Rückseitelektrode ausgenutzt, sodass sich die Kristalle jeweils in Abhängigkeit der Signalstärke ausrichten [105]. Damit erfolgt die Variation der optischen Weglänge im Kristall, die in einer gekrümmten Wellenfront resultiert. Die Pixelierung der Rückseitelektrode ermöglicht die orts aufgelöste lokale Phasenverzögerung (Phasenmanipulation) und dadurch die flexible Anpassung der dreidimensionalen Intensitätsverteilung im Fokusbereich einer Fokussierlinse (Bild 6) [106]. Die Phasenmanipulation kann aufgrund der hohen Auflösung des Flüssigkristalldisplays mit mehr als 500.000 Pixeln und der 8 bit-Ansteuerung [107] zur Quantifizierung von mehr als 100 Phasenstufen mit einem hohen Freiheitsgrad theoretisch verlustfrei erfolgen [108]. Zum Zweck der Vereinfachung wird der LCoS-SLM i. F. lediglich als SLM benannt.

Für die Phasenmanipulation ist eine Phasenmaske mit den ortsabhängigen Phasenwerten  $\Phi_S(u, v)$  - auch als computergeneriertes Hologramm bezeichnet - zu berechnen. Die Phasenmaske gibt die orts aufgelöste Phasenverzögerung und entsprechend die elektrische Spannung je Pixel des SLM vor. Da der in dieser Arbeit verwendete SLM nach dem Prinzip der abschließlichen Phasenmodulation mittels einer Phasenmaske arbeitet, werden nur Methoden zur Berechnung der Phasenmaske betrachtet. Das Prinzip der Phasenmodulation besitzt gegenüber der Amplitudenmodulation den Vorteil einer höheren Strahlformungseffizienz, da die Energie der einfallenden Welle der Energie der austretenden Welle entspricht.

Die Berechnung der als Phasenmaske bezeichneten Phasenverteilung kann mittels sogenannten „Phase Retrieval Algorithmen“ erfolgen. Diese werden in direkte Algorithmen wie den Linsen-und-Gitter Algorithmus oder rechnergestützte iterative Algorithmen unterschieden [109]. Iterative Fourier-Transformations-Algorithmen (IFTA) bieten die Möglichkeit, basierend auf der Randbedingung zwei vorhandener Intensitätsverteilungen, die relevante Intensitätsverteilung zu optimieren und die Phase zu ermitteln [110]. Der einfachste Vertreter der IFTA ist der Gerchberg-Saxton Algorithmus (GSA) [111]. Aufgrund der Robustheit und des gegenüber anderen IFTA geringeren Rechenaufwandes wird der GSA in dieser Arbeit verwendet und dessen Funktionsweise erläutert.

Die elektrischen Felder in der Objektebene  $g_S(u, v)$  und in der Fokus- bzw. Bearbeitungsebene  $G_B(x, y)$  mit den jeweiligen Ortskoordinaten  $(u, v)$  und  $(x, y)$  werden gemäß Gleichung (30) und (31) beschrieben:

$$g_S(u, v) = U_S(u, v) \cdot e^{i \cdot \phi_S(u, v)} \quad (30)$$

$$G_B(x, y) = U_B(x, y) \cdot e^{i \cdot \phi_B(x, y)} \quad (31)$$

Die Amplituden- sowie die Phasenwerte werden durch  $U_S$  und  $U_B$  bzw.  $\Phi_S$  und  $\Phi_B$  symbolisiert. Beide elektrischen Felder sind mit der Fokussieroptik als Fourierlinse durch die Fouriertransformation (FT) verknüpft (Bild 6). Diese Verknüpfung der Merkmale des elektrischen Feldes in der Objektebene der Fokussierlinse mit den Merkmalen in der Fourierebene (Bearbeitungsebene) (Bild 6) erfolgt im GSA.

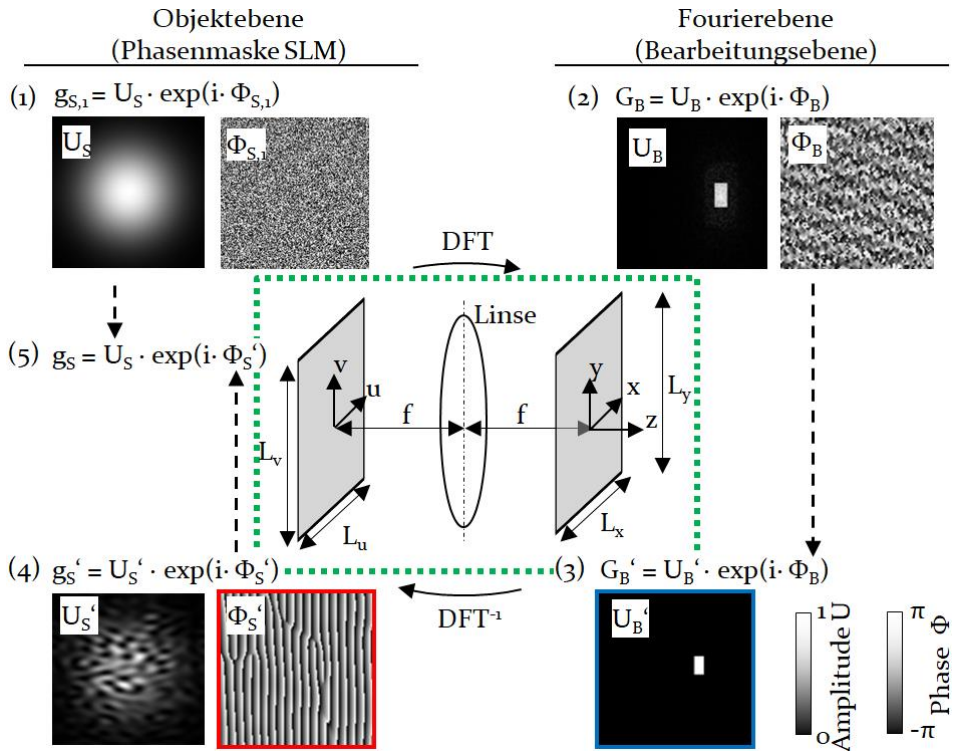


Bild 6: Prinzip der Erzeugung eines Flat-Top-Strahlprofils aus einem Gaußstrahl mittels diffraktiver Strahlformung: Schema des optischen Aufbaus mit Objektebene, Fokussierlinse und Fourierebene einschließlich den Kantenlängen von Phasenmaske  $L(u, v)$  und Bearbeitungsfeld  $L(x, y)$  (im grün gepunkteten Rahmen), Schritte des Gerchberg-Saxton-Algorithmus (GSA) zur Berechnung der Phasenmaske  $\Phi_S'$  (roter Rahmen) für die Erzeugung der vorgegebenen Zielintensitätsverteilung  $|U_B|^2$  (blauer Rahmen)

So wird mit dem GSA eine Phasenmaske ermittelt, die eine gewünschte Amplitudenverteilung in der Bearbeitungsebene unter der Randbedingung einer existierenden Amplitudenverteilung in der Objektebene erzeugt. Die existierende Amplitudenverteilung in der Objektebene entspricht einer Gaußverteilung. Der Ablauf des GSA ist folgendermaßen [111]: Der GSA startet in der Objektebene, wo das elektrische Feld aus der gaußförmigen Amplitudenverteilung  $U_{S,i}$  und der initialen Phasenmaske  $\Phi_{S,i}$  besteht (Schritt (1), Bild 6). Die Werte der initialen Phasenmaske können beliebig zwischen  $+\pi$  und  $-\pi$  verteilt sein, d. h. beispielsweise eine stochastische Zufallsverteilung oder einen konstanten Wert besitzen. Die Propagation von  $g_S(u, v)$  mittels diskreter Fourier-Transformation (DFT) resultiert im elektrischen Feld in der Bearbeitungsebene  $G_B$  (Schritt (2), Bild 6). Nach Ersetzen der berechneten Amplitudenverteilung  $U_B$  durch die Randbedingung der gewünschten Amplitudenverteilung  $U_B'$  (Schritt (3), Bild 6) erfolgt durch die inverse DFT von  $G_B(x, y)$  die Berechnung des Feldes mitsamt der Phasenverteilung in der Objektebene  $\Phi_S'$  (Schritt (4), Bild 6). Im Anschluss wird die Amplitudenverteilung  $U_S'$  durch die gaußförmige Amplitude des Laserstrahls  $U_S$  ersetzt (Schritt (5), Bild 6), sodass das neue elektrische Feld  $g_S$  die Voraussetzung für die nächste Iteration bildet. Die iterative Berechnung von Amplitude und Phase in den Schritten (2) bis (5) erfolgt, bis die Abweichung zwischen der berechneten und der gewünschten Intensitätsverteilung  $|U_B|^2$  und  $|U_B'|^2$  die geforderte mittlere quadratische Abweichung unterschreitet. Die Phasenverteilung  $\Phi_S'$  der letzten durchgeführten Iteration entspricht der Phasenmaske für die Strahlformung der geforderten Intensitätsverteilung.

Für die Berechnung der Intensitätsverteilung im Bearbeitungsfeld  $|U_B|^2$  mit den geforderten Abmessungen sind die geometrischen Parameter des rechteckigen LC-Displays in der Objektebene - die Pixelzahl  $N_u$  bzw.  $N_v$  sowie die Displaylänge  $L_u$  bzw.  $L_v$  - zu berücksichtigen (Bild 6). Diese geben zusammen mit der Brennweite  $f$  der Fokussierlinse die Größe des beugungsbegrenzten Pixels in der Fourierebene vor. Die Pixelgröße in x-Richtung in der Fourierebene  $L_x$  beträgt:

$$L_x = \frac{\lambda \cdot f}{L_u} = \frac{\lambda \cdot f}{N_u \cdot l_u} \quad (32)$$

mit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Pixelgröße des LC-Displays in u-Richtung  $l_u$ . Der Zusammenhang gemäß Gleichung (32) entspricht der Berechnung der beugungsbegrenzten Spotgröße, die aus der Fokussierung eines kollimierten Laserstrahls mit dem angenommenen Strahldurchmesser  $L_u$

resultiert. Die Pixelgröße  $L_y$  hängt analog zu Gleichung (32) gleichermaßen von  $L_v$  bzw.  $N_v$  und  $l_v$  ab.

### 2.6.2 Auftreten und Reduktion des Effekts von Speckle

Als ein charakteristisches Phänomen der digitalen holografischen Strahlformung treten bei der Erzeugung eines Flat-Top-Profiles Speckle in der Fourierebene der Fokussierlinse auf. Diese starken Intensitätsschwankungen reduzieren die Strahlqualität des Flat-Tops in Form der Homogenität des Intensitätsplateaus [112]. Die Speckle sind auf die numerische Berechnung der Phasenmaske z. B. mittels GSA zurückzuführen, da die Phasenverteilung in der Fourierebene  $\Phi_B$  in diesem Algorithmus weder vorgegeben noch eingeschränkt wird. Stattdessen sind die Phasenwerte in der Fourierebene zufällig verteilt [111] oder besitzen eine strudelförmige Verteilung (Bild 6), sodass eine Vielzahl von Phasensprüngen mit der Differenz  $\pi$  auftritt [113]. Entgegen der pixelweise diskretisierten Beschreibung der Intensitätsverteilung im GSA weisen die Teilstrahlen in der Fourierebene den beugungsbegrenzten Durchmesser  $(1,22\lambda \cdot f/L_u)$  auf, der durch die Aperturgröße  $L_u$  bzw.  $L_v$  gegeben und somit größer als die Pixelgröße  $L_x$  bzw.  $L_y$  (Gl. (32)) ist [114]. Infolgedessen überlappen die Teilstrahlen benachbarter Pixel mit zufälligen Phasenwerten. Die Überlappung der Teilstrahlen führt zu stochastischen Interferenzerscheinungen [115], die anhand starker Intensitätsschwankungen und der Abweichung der erzeugten von der vorgegebenen Intensitätsverteilung in der Fourierebene feststellbar sind [116].

Da die Intensitätsschwankungen in der Bearbeitungsebene einen inhomogenen Materialabtrag und die Reduktion von Strukturqualität und Maßhaltigkeit bewirken können, sind Methoden zur Reduktion oder Vermeidung des Effekts von Speckle erforderlich. Mit diesem Ziel werden in der Forschung unterschiedliche Ansätze untersucht. Ansätze zur Unterdrückung unerwünschter Phasensprünge im Bereich des Intensitätsplateaus zielen auf die Vermeidung von Speckle ab. Dazu zählt die Nutzung von zwei SLM, mit denen nacheinander die Amplitude und die Phase separat verändert werden [117]. Alternativ wurde der GSA insofern erweitert, dass zusätzlich zur Amplituden- auch die Phasenverteilung in der Fourierebene während der Phasenmaskenberechnung eingeschränkt wird, sodass keine  $\pi$ -Phasensprünge im Bereich des Flat-Tops auftreten. Dieser Ansatz ist als „doppelt eingeschränkter GSA“ (engl. double constraint Gerchberg-Saxton, DCGS) benannt [118]. Als weiterer Ansatz wurde die Wahl einer speziellen initialen Phasenverteilung  $\Phi_{S,i}$  untersucht. Diese spezielle Phasenverteilung erzeugt in der Fourierebene keine größeren Ortsfrequenzen, als durch die

gegebene Bandbreite des verwendeten optischen Systems dargestellt werden können [115]. Basierend auf dieser Initialisierung erhöhten Pang et al. mit einer angepassten initialen Phasenmaske mit sphärischem Phasenprofil die Homogenität von quadratischen und runden Flat-Tops. Allerdings ist die gewählte Phasenmaske anfällig für Abweichungen der Eingangsamplitudenverteilung, wie sie durch abweichende Lage, Durchmesser oder Strahlqualität des gaußförmigen Laserstrahls im Experiment auftreten. Derlei Abweichungen führen zur Abnahme der Strahlqualität [119].

Im Unterschied zur Vermeidung der Speckle wird mit Methoden der zeitlichen Integration durch Mittelung der Speckle-Muster beabsichtigt, den Effekt von Speckle auf die Strahlqualität oder das Bearbeitungsergebnis zu verringern. Für diesen Ansatz werden entweder bewegliche Diffusoren in den Strahlengang integriert, um die Kohärenz des Laserstrahls zu verringern [120], oder mehrere Phasenmasken mit unterschiedlicher Phasenverteilung nacheinander appliziert. Bei der Applikation mehrerer Phasenmasken wird die Ortsabhängigkeit der Speckle-Verteilung von der Phasenverteilung ausgenutzt. Die Verteilung der Speckle ändert sich demzufolge, während die Geometrie der Zielintensität konstant bleibt [121]. Die Anwendung mehrerer Phasenmasken kann durch die sukzessive Verschiebung einer einzelnen Phasenmaske [122] oder durch verschiedene Phasenmasken mit unterschiedlicher initialer Phasenverteilung realisiert werden [123]. Beide Methoden besitzen die Nachteile einer notwendigen Mindestanzahl verschiedener Phasenmasken für das Erreichen eines Mittelungseffekts. Die Anwendbarkeit dieser Methoden beschränkt sich auf den Materialabtrag mit Mehrfachpulsen. Das notwendige Umschalten reduziert die Produktivität, da die Phasenmasken systembedingt mit einem LCoS-SLM lediglich im 100 Hz-Bereich umgeschaltet werden können [124]. Inwieweit die Methoden der Speckle-Vermeidung oder -Reduktion für den effizienten und präzisen Mikro-Materialabtrag von Bedeutung sind, ist gemäß dem Stand der Forschung nicht beantwortet.



### 3 Motivation und Zielsetzung

Der Einsatz von Ultrakurzpulslasern für den Mikro-Materialabtrag von Stahlwerkstoffen in der industriellen Produktion erfordert die Produktivitätssteigerung des Abtragsprozesses. Zugleich müssen die einzigartigen Verfahrensvorteile der hohen Maßhaltigkeit und Reproduzierbarkeit gewahrt bleiben. Die Beschleunigung der Abtragsprozesse wird durch die Verfügbarkeit von neuen UKP-Laserstrahlquellen hoher Pulsenergie und hoher mittlerer Leistung realistisch. Die für den Abtrag genutzte mittlere Leistung kann mit den zwei Ansätzen der Erhöhung der Pulsrepetitionsrate oder der Anpassung der Intensitätsverteilung gesteigert werden. Diese Anpassung ist durch die simultane homogene Bestrahlung von größeren Flächen als im Status quo möglich. Die Erzeugung einer homogenen Intensitätsverteilung besitzt das Potenzial der Abtragseffizienzsteigerung.

Die Beschleunigungsansätze erfordern die Kenntnis von räumlichen und zeitlichen Multipulseeffekten bei der Laserstrukturierung zur Planung eines maßhaltigen Materialabtrags. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich hierbei auf Zeitbereiche, in denen Inkubation als Multipulseeffekt auftritt. Zeitbereiche von weniger als 1 ms zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen und Effekte, die auf Wärmeakkumulation oder der Wechselwirkung zwischen Folgepuls und laserinduziertem Plasma und Materialdampf beruhen, werden nicht tiefergehend betrachtet.

Das Ziel der Arbeit ist das grundlegende Verständnis des Einflusses von Multipulseeffekten beim Mikro-Materialabtrag von Stahllegierungen mit unterschiedlichen Intensitätsverteilungen. Dies soll die definierte Erzeugung von Strukturgeometrien unter gesteigerter Abtragseffizienz erlauben, indem die Intensitätsverteilung durch die digitale holografische Strahlformung flexibel angepasst wird. Die definierte Laserstrukturierung soll durch ein Modell zur Beschreibung der Strukturgeometrie unter Berücksichtigung der Eigenschaften der Stahlwerkstoffe, der Intensitätsverteilung und der Multipulseeffekte erfolgen. Bei der hinsichtlich der Abtragseffizienz optimierten Prozessführung wird eine hohe Strukturqualität gewahrt. Die Qualität wird anhand der Maßhaltigkeit der Bearbeitung und des minimalen Auftretens schmelzeinduzierter Strukturen bewertet.

Das Verständnis des Abtragsprozesses, auftretender Multipulseeffekte und der digitalen holografischen Strahlformung wird durch die nachfolgenden Methoden erhöht (Bild 7): Basierend auf dem Forschungsstand der Modellierung von Multipulseeffekten und Strukturgeometrie erfolgen Abtragsversuche unter Variation der Laserbearbeitungsparameter, der Intensitäts-

verteilung und des Werkstoffes. Auf Basis der experimentellen Untersuchung der nichtlinearen Änderung der Reflektivität wird die im Werkstück deponierte Energiemenge bestimmt. Um die Abhängigkeit der Abtragseffizienz von der Fluenz ohne den unerwünschten Einfluss räumlich transienter Intensitätsprofile zu bestimmen, erfolgt die Strahlformung einer homogenen Intensitätsverteilung. Der weitere Zweck der Strahlformung besteht in der Abtragseffizienzsteigerung durch die Bereitstellung der optimalen Fluenz. Hierfür werden die Einflüsse auf die Qualität der mittels digitaler holografischer Strahlformung erzeugten Strahlprofile untersucht und die Effizienz der Strahlformung bewertet.

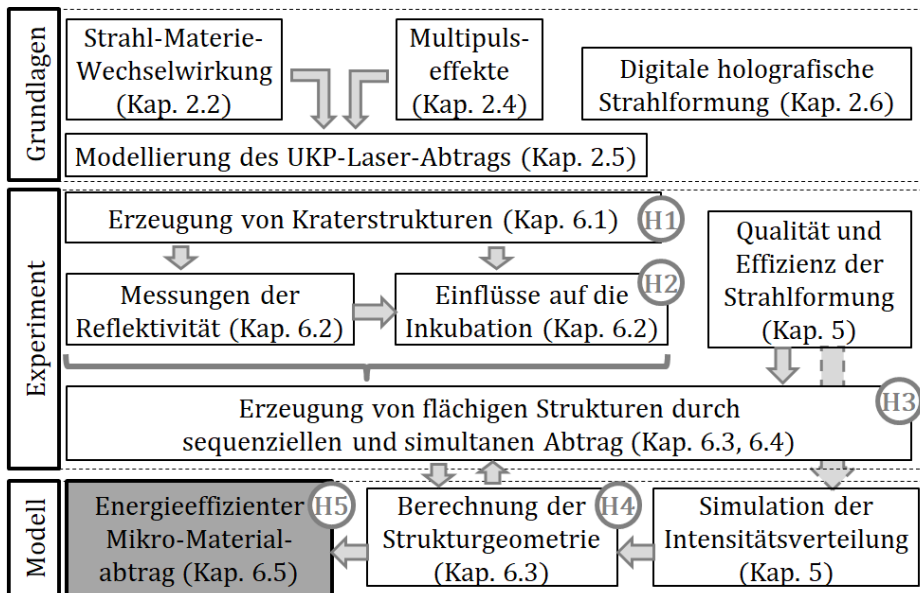


Bild 7: Logische Struktur der Arbeit einschließlich zugeordneter Hypothesen H<sub>1</sub> bis H<sub>5</sub>

In der Dissertation werden folgende Hypothesen beantwortet:

- Die mechanischen Eigenschaften einer Stahllegierung beeinflussen die erreichbare maximale Abtragseffizienz nicht (H<sub>1</sub>).
- Die pulszahlabhängige Änderung der Reflektivität stellt die primäre Ursache der Inkubation bei Stahllegierungen dar (H<sub>2</sub>).
- Das Auftreten von Intensitätsschwankungen insbesondere von Speckle reduziert die Abtragseffizienz und -qualität (H<sub>3</sub>).
- Durch die Berücksichtigung von Multipulseffekten können die Abtragseffizienz und die Maßhaltigkeit der Strukturierung von Stahllegierungen gesteigert werden (H<sub>4</sub>).
- Der Einsatz angepasster Strahlprofile ermöglicht die Steigerung der Abtragseffizienz beim ps-laserbasierten Mikro-Materialabtrag (H<sub>5</sub>).

## 4 Versuchseinrichtungen, Werkstoffe und Methoden

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen des Mikro-Materialabtrags und der holografischen Strahlformung wurden mittels unterschiedlicher experimenteller und numerischer Analysemethoden durchgeführt. Die Systemtechnik der verwendeten Versuchseinrichtungen, die Eigenschaften der untersuchten Werkstoffe sowie die für die Berechnung der Phasenmasken und für die Analyse angewandten Methoden werden im Folgenden erläutert.

### 4.1 Verwendete Systemtechnik

#### 4.1.1 Systemtechnik für die Lasermaterialbearbeitung und holografische Strahlformung

Als Strahlquelle wurde der Pikosekunden-Laser Fuego™ (Fa. Lumentum, vormals Time-Bandwidth-Products) mit den in Tabelle 3 enthaltenen Spezifikationen eingesetzt. Dieser Ultrakurzpulslaser mit der Pulsdauer  $\tau_p = 10$  ps (Halbwertsbreite, FWHM) emittiert linear polarisiertes Licht. Durch die zusätzlich in den optischen Strahlengang integrierte  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte weist die auf die Substratoberfläche auftreffende Laserstrahlung zirkuläre Polarisation auf.

Tabelle 3: Spezifikation des in der Arbeit verwendeten Pikosekunden-Lasers [125]

Parameter	Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm
Pulsdauer $\tau_p$ (FWHM)	10 ps
Pulsrepetitionsrate $f_p$	Einzel puls - 8,2 MHz
Strahlqualität $M^2$	< 1,2
Polarisation	Linear
Intensitätsverteilung	gaußförmig
Max. mittlere Leistung $P_m$	50 W
Max. Pulsenergie $E_p$	200 $\mu$ J

Die Relativbewegung zwischen Substrat und Laserstrahl erfolgte durch einen Galvanometerscanner. Dafür wurden wahlweise die Modelle hurryScan 14 II™ und intelliScan 31™ (Fa. Scanlab) eingesetzt. Für die Fokussierung des Laserstrahls wurde ein f-Theta-Objektiv (Fa. Linos) mit

der Brennweite  $f = 160 \text{ mm}$  verwendet. Indem der Durchmesser des vor der Scannerapertur kollimierten Strahls variiert wurde, erfolgte die Untersuchung von Strahltaillenradien im Bereich  $6,5 \mu\text{m} \leq w_0 \leq 36 \mu\text{m}$ . Alle in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen wurden in Luft unter Umgebungsdruck durchgeführt.

Der Versuchsaufbau für die holografische Strahlformung ähnelt dem zuvor beschriebenen Aufbau für die Lasermaterialbearbeitung. Allerdings wurden in diesem Aufbau zusätzliche optische Komponenten für die holografische Strahlformung in den Strahlengang vor dem Galvanometerscanner integriert (Bild 8). Die Polarisationsrichtung des von dem genannten Pikosekunden-Lasersystem emittierten linear polarisierten Laserstrahls wurde mit einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte gedreht, sodass die Polarisationsrichtung und die Längsachse der Flüssigkristalle des räumlichen Lichtmodulators (SLM) parallel orientiert sind. Der Strahl wurde anschließend mittels eines Galilei-Teleskops auf den Strahldurchmesser  $D_1 = 10 \text{ mm}$  aufgeweitet, um eine große Fläche des SLM-Flüssigkristalldisplays (LC-Display) in Ebene  $E_1$  auszuleuchten.

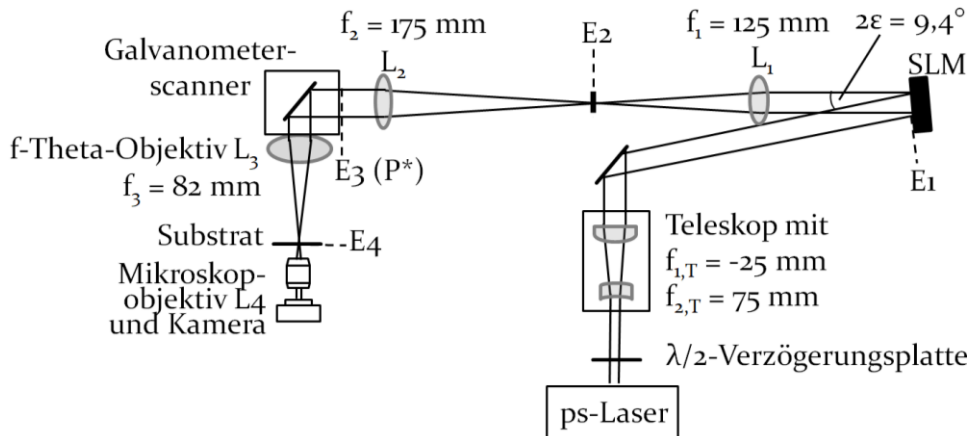


Bild 8: Versuchsaufbau mit diffraktivem optischen Element (DOE) als räumlichen Lichtmodulator (SLM) und Galvanometerscanner für holografische Strahlformung und Laserstrukturierung (Skizze nicht maßstabsgetreu)

Das diffraktive optische Element (DOE) ist in dieser Arbeit ein reflektiver Flüssigkristall-basierter räumlicher Lichtmodulator (engl. Liquid-Crystal-Silicon Spatial Light Modulator, LCoS-SLM). Das verwendete Modell X10468-03 (Fa. Hamamatsu Photonics) besitzt die in Tabelle 4 gelisteten Spezifikationen. Der Laserstrahl trifft unter dem Einfallswinkel  $\varepsilon = 4,7^\circ$  auf das LC-Display des SLM, wird dort phasenmoduliert und anschließend durch einen  $4f$ -Aufbau, bestehend aus den Linsen  $L_1$  und  $L_2$  mit den Brenn-

weiten  $f_1$  und  $f_2$ , in die Apertur (Ebene  $E_3$ ) des telezentrischen f-Theta-Objektivs S4LFT0082/328 (Fa. Sill Optics) mit der Brennweite  $f_3 = 82$  mm abgebildet. Durch diese Abbildung wird der geformte Strahl um den Faktor  $V_{4f} = f_2/f_1$  vergrößert. Das f-Theta-Objektiv fokussiert den phasenmodulierten Gaußstrahl, sodass in der Fokusebene  $E_4$  die gewünschte Intensitätsverteilung entsteht. In der Zwischenebene  $E_2$ , wo die erste Rekonstruktion der Intensitätsverteilung nach dem SLM erfolgt, können die nullte, negative und höhere Beugungsordnungen mit einem Raumfilter geblockt werden.

Tabelle 4: Spezifikation des verwendeten räumlichen Lichtmodulators [107]

Parameter	Wert
Displaygröße (Breite x Höhe)	$15,8 \times 12$ mm
Pixelgröße	20 $\mu$ m
Pixelzahl (horizontal x vertikal)	$792 \times 600$
Lichteffizienz	97 %
Mittlere Umschaltzeit	80 ms

Durch die Kopplung von SLM und Galvanometerscanner mit f-Theta-Objektiv wurde die holografische Strahlformung für den anwendungsrelevanten Fall des Mikro-Materialabtrags mit einem industriell genutzten f-Theta-Objektiv untersucht. Die Intensitätsverteilung in der Fokusebene  $E_4$  wurde mit einem Mikroskopaufbau als abbildendes System aufgenommen. Dieses abbildende System, bestehend aus Mikroskopobjektiv DIN 10  $\times$  0,25 (Fa. Edmund Optics) und Kamera UI-1220SE-M-GL (Fa. IDS Imaging), besitzt eine höhere  $NA$  als das f-Theta-Objektiv. Alternativ zu dem Mikroskopaufbau wurde in der Fokusebene  $E_4$  das Substrat für den Materialabtrag positioniert.

#### 4.1.2 Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Reflektivität

Für das grundlegende Prozessverständnis des Energieeintrags und dessen Auswirkung auf die Abtragseffizienz wurden der absorbierte und der reflektierte Anteil der auf das Substrat auftreffenden Laserstrahlung analysiert. Da keine Transmission der untersuchten Stahlwerkstoffe auftritt, wurde zu diesem Zweck die bei der Bestrahlung eines Substrats reflektierte Pulsenergie in einem Ulbricht-Kugel-Aufbau gemessen (Bild 9).

Der mittels einer plankonvexen Linse ( $f = 150$  mm, LA1433-C, Fa. Thorlabs) fokussierte Laserstrahl mit zirkularer Polarisierung und räumlich gaußförmigem Strahlprofil propagiert nach dem Passieren von Port 1 die

Ulbricht-Kugel (Modell IS236A-4, Fa. Thorlabs), passiert diese sowie Port 2 und trifft unter dem Strahleinfallswinkel  $\varepsilon = 7,5^\circ$  auf die unmittelbar unter Port 2 positionierte Substratoberfläche. Der Strahleinfallswinkel  $\varepsilon = 7,5^\circ$  wurde gewählt, um die direkte Reflexion zu erfassen. Der Beitrag der direkten Reflexion zur gesamten Reflektivität einer Substratoberfläche ist bei Oberflächen mit sehr geringer Rauheit dominant [126]. Für  $\varepsilon = 7,5^\circ$  wird basierend auf der durch die Fresnel-Gleichungen berechneten einfallswinkelabhängigen Reflektivität (Kap. 4.2.3.) keine signifikante Abweichung der Reflektivität gegenüber senkrechtem Strahleneinfall ( $\varepsilon = 0^\circ$ ) erwartet. Zudem zeigen Strahlenoptik-Simulationen der Reflexion rauer Oberflächen keinen Einfluss des Einfallswinkels für  $0^\circ \leq \varepsilon \leq 30^\circ$  [127]. Die direkt und diffus reflektierte Laserstrahlung tritt erneut in die Ulbricht-Kugel ein und propagiert dort nach Mehrfachreflexionen am PTFE-beschichteten Kugellinneren zur am Port 3 montierten Fotodiode (SM05PD1B, Fa. Thorlabs). Die mittels des Bandpassfilters (FL051064-10, Fa. Thorlabs) gefilterte Strahlung der Wellenlänge  $\lambda = 1064 \pm 2 \text{ nm}$  induziert einen Strom, der durch ein Oszilloskop (LeCroy WS454 WaveSurfer, Fa. LeCroy) erfasst wird. Das Integral des aufgenommenen zeitabhängigen Fotostromsignals repräsentiert die vom Substrat reflektierte Pulsenergie. Für die Berechnung der Pulsenergie wurde die Fotodiode vor der Durchführung der eigentlichen Reflexionsmessungen kalibriert. Die Anstiegszeit der mit einer Vorspannung von 20 V verwendeten Fotodiode beträgt 10 ns bei einem Lastwiderstand von  $50 \Omega$  und ist damit wesentlich länger als die Pulsdauer  $\tau_p = 10 \text{ ps}$ . Aufgrund dieser Anstiegszeit wurde die Reflektivitätsänderung während des Laserpulses nicht zeitlich aufgelöst. Der Radius des gaußförmigen Strahlprofils auf der Substratoberfläche, der in der Strahltaile für den beschriebenen Aufbau  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  betrug, wurde durch die Verschiebung der Fokussierlinse in Strahlausbreitungsrichtung variiert.

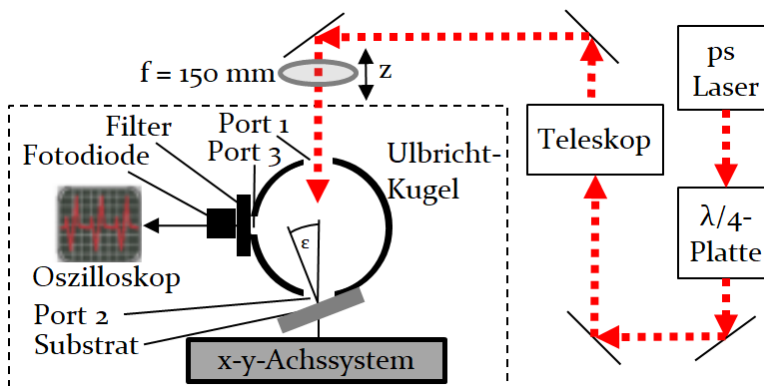


Bild 9: Ulbricht-Kugel-Aufbau zur Messung der pulszahlspezifischen Reflektivität

Das über die Periodendauer eines Laserpulses integrierte Signal der reflektierten Laserstrahlung wurde stets für Pulszahlen  $N \leq 200$  automatisiert erfasst. Die Messungen erfolgten jeweils mit einer Pulsrepetitionsrate im Hz-Bereich zur Untersuchung von Inkubationseffekten.

### 4.1.3 **Mikroskopie**

Die Topografie der Substrate wurde mithilfe des konfokalen Laser-Scanning-Mikroskops LEXT OLS4000 (Fa. Olympus) vermessen. Die Wellenlänge der Laserstrahlquelle beträgt 405 nm. Soweit nicht anders benannt, wurde für die Mehrheit der Analysen ein 20× (50×) Messobjektiv mit  $NA = 0,60$  ( $NA = 0,95$ ) angewendet [128]. Unter Verwendung dieses Objektivs werden die axiale (vertikale) Auflösung von 0,020  $\mu\text{m}$  (0,012  $\mu\text{m}$ ) und laterale Auflösung von 0,625  $\mu\text{m}$  (0,25  $\mu\text{m}$ ) erreicht. Die laterale Messfeldgröße beträgt 648 × 648  $\mu\text{m}$  (256 × 256  $\mu\text{m}$ ).

Für die Untersuchung der Morphologie der Substratoberfläche vor und nach der Laserstrukturierung einschließlich der auftretenden Nano- und Mikrostrukturen wurde das Rasterelektronenmikroskop Merlin Gemini II (Fa. Carl Zeiss) eingesetzt. Unter Verwendung des integrierten Systems AZtecOne (Fa. Oxford Instruments) erfolgte die energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX-Messung), um die chemische Zusammensetzung der Oberflächen nach der Laserstrukturierung zu analysieren. Zudem wurde die Messung der Elektronenrückstreubeugung (engl. electron back scatter diffraction, EBSD) zur Analyse der Kristallstruktur der Stahllegierungen durchgeführt.

### 4.1.4 **Mikrohärtemessgerät**

Um den Einfluss der mechanischen Eigenschaften der Stahllegierungen auf das Abtragsverhalten zu untersuchen, wurden vor der Laserstrukturierung Mikrohärtemessungen durchgeführt. Für die Bestimmung von Vickershärte und Eindringmodul gemäß DIN EN ISO 14577-1 wurde das Universal- und Mikrohärteprüfgerät Fischerscope<sup>TM</sup> HM2000 (Fa. Helmut Fischer GmbH) verwendet [129]. Aus der Applikation der Prüfkraft von 0,2 N mit einer Einwirkzeit von 20 s resultierten Eindringtiefen der Diamantspitze von maximal 5  $\mu\text{m}$ , sodass eine Integration der Kennwerte über das feinkörnige Gefüge der untersuchten Substrate realisiert wird.

## 4.2 Untersuchte Stahlwerkstoffe

Für die Untersuchung der Multipulseffekte auf das Abtragsverhalten von Stahllegierungen wurden Vollmaterialproben bestehend aus drei Werkstoffen ausgewählt, die für Umformwerkzeuge eingesetzt werden:

- der austenitische Edelstahl 1.4301,
- der Kaltarbeitsstahl 1.2379 im weichgeglühten Zustand sowie
- der Kaltarbeitsstahl 1.2379 im (vakuum-)gehärteten Zustand, der i. F. mit „1.2379 (geh.)“ benannt wird.

Der Edelstahl 1.4301 wurde ausgewählt, da er in Industrie und Forschung weit verbreitet ist und deshalb Werkstoffkennwerte sowie experimentelle Ergebnisse des Lasermaterialabtrags für Vergleiche verfügbar sind. Neben dem Einsatz im Werkzeugbau findet die Legierung 1.4301 aufgrund ihrer hohen Säure- und Korrosionsbeständigkeit in zahlreichen weiteren Anwendungsfeldern wie der Nahrungsmittelindustrie Berücksichtigung. Der Kaltarbeitsstahl 1.2379 wird insbesondere im Werkzeugbau mit hohen Anforderungen an die Verschleißbeständigkeit der Werkzeuge verwendet. Denn diese Legierung besitzt eine hohe Beständigkeit gegen Adhäsions- und Abrasionsverschleiß, eine hohe Zähigkeit und eine hohe Druckfestigkeit. Zur Steigerung der Verschleißbeständigkeit wird die Stahllegierung 1.2379 zusätzlich im Vakuumofen gehärtet. Um einen etwaigen Einfluss der mechanischen Eigenschaften auf das Abtragsverhalten mit UKP-Lasern festzustellen, wurde der Kaltarbeitsstahl im weichgeglühten (Liefer-)Zustand und im gehärteten Zustand (Kap. 4.2.2) untersucht. Die Eigenschaften der untersuchten Substrate werden i. F. erläutert.

### 4.2.1 Chemische Zusammensetzung

Die untersuchten Stähle enthalten jeweils einen hohen Massenanteil Chrom (Tabelle 5), da dieses Element die Korrosionsbeständigkeit erhöht und zur Karbidbildung neigt, welche zur Steigerung der Härte beiträgt. Zusätzlich fördert der hohe Nickelanteil der Stahllegierung 1.4301 deren Korrosionsbeständigkeit. Die Karbidbildung in 1.2379 fördern darüber hinaus die vorhandenen Elemente Molybdän und Vanadium. Als Voraussetzung der Bildung von Karbiden besitzt 1.2379 einen sehr hohen Kohlenstoffanteil. Aufgrund ihres hohen Chromgehalts werden die in dieser Arbeit untersuchten Stahlwerkstoffe in Anlehnung an [22] auch als Stahllegierungen bezeichnet.

Tabelle 5: Zusammensetzung der untersuchten Stahlliegierungen in Massenprozent gemäß den Datenblättern für die Legierungen 1.4301 [130] und 1.2379 [131]

Element	1.4301	1.2379	1.2379 (gehärtet)
Fe	69,00	84,75	84,75
C	≤ 0,07	1,55	1,55
Si	≤ 1,00	-	-
Cr	17,50 - 19,50	12,00	12,00
Ni	8,00 - 10,50	-	-
Mn	≤ 2,00	-	-
Mo	-	0,80	0,80
V	-	0,90	0,90

#### 4.2.2 Mechanische und metallurgische Eigenschaften

Der Edelstahl 1.4301 besteht zu einem großen Teil aus Austenit, der ein kubisch-flächenzentriertes Gitter aus reinem Eisen und dessen Mischkristall besitzt. Die farbige Poldarstellung der Kristallorientierung als Ergebnis der EBSD-Messung zeigt die sehr homogene Kristallorientierung, da die Körner überwiegend blau gefärbt sind (Bild 10a). Die mittels Linienschnittverfahren [132] aus den EBSD-Aufnahmen in Bild 10 ermittelte mittlere Korngröße des Gefüges beträgt  $7,8 \pm 1,7 \mu\text{m}$ . Mit der vergleichsweise größten Korngröße besitzt die Legierung 1.4301 die niedrigste Härte und den niedrigsten Eindringmodul der drei Werkstoffe (Tabelle 6).

Tabelle 6: Mit Mikrohärtmessgerät ermittelte Vickershärte und Eindringmodul ( $n' = 5$ )

Parameter	1.4301	1.2379	1.2379 (geh.)
Vickershärte in HV <sub>0,2</sub>	223,6 ± 1,8	342,1 ± 2,7	816,2 ± 8,3
Eindringmodul EIT in GPa	194,6 ± 1,5	238,2 ± 3,8	232,5 ± 5,5

Der Kaltarbeitsstahl 1.2379 ist ein Ferrit, besitzt ein perlitisches Gefüge mit kubisch-raumzentrierter Gitterstruktur. Der hohe Anteil der Elemente Chrom und Kohlenstoff hat zur Folge, dass beide Elemente nicht vollständig im Eisengitter gelöst werden können und stattdessen als Chromkarbide bevorzugt an den Korngrenzen abgeschieden werden (Bild 10b). Anhand des größeren Farbumfangs der EBSD-Orientierungsaufnahme im Vergleich zu 1.4301 ist erkennbar, dass die Körner des 1.2379 eine heterogene Orientierung besitzen. Die mittlere Korngröße beträgt  $5,2 \pm 0,9 \mu\text{m}$ . Der Kaltarbeitsstahl 1.2379 weist im weichgeglühten Zustand eine geringfügig höhere Härte als die Legierung 1.4301 auf.

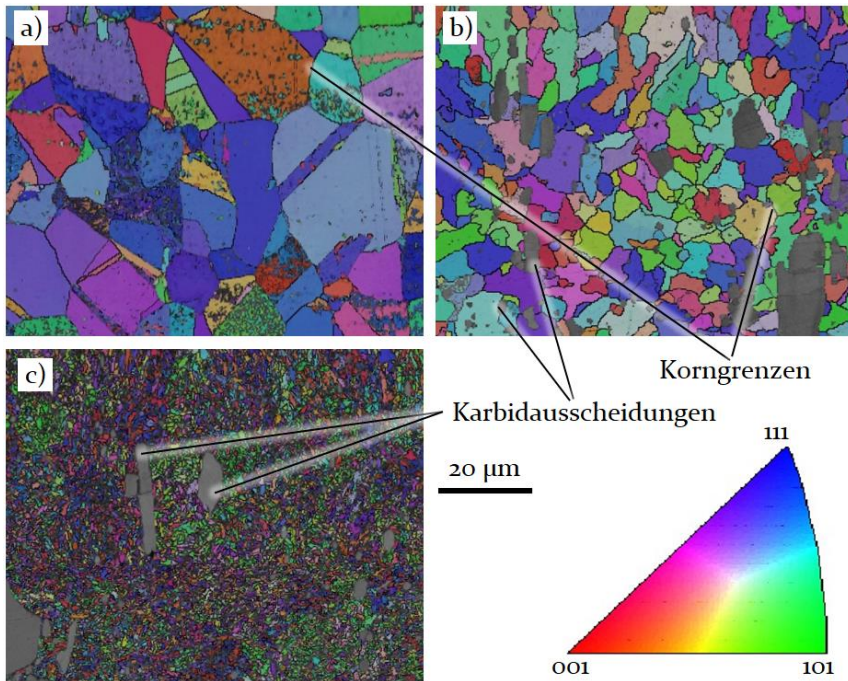


Bild 10: EBSD-Orientierungsaufnahme zur Veranschaulichung von Korngröße und -orientierung von a) 1.4301, b) 1.2379 und c) 1.2379 (geh.)

Der gehärtete Zustand der Legierung 1.2379 wurde durch Sekundärhärten erzeugt. Hierbei wurden die Substrate in einem zweistufigen Härteprozess auf die Austenitisierungstemperatur von 1030 °C und anschließend auf das Sekundärhärtemaximum zwischen 1050 und 1070 °C jeweils im Hochvakuum erwärmt. Die für die Martensitbildung erforderliche schnelle Abkühlung fand innerhalb von 100 s durch Einleiten von Stickstoff mit dem Überdruck von 10 bar statt. Die gemessene Vickershärte  $816,2 \pm 8,3 \text{ HV}_{0,2}$  stimmt sehr gut mit dem zu erreichenden Härtewert von 890 HV gemäß Zeit-Temperatur-Umwandlungs-Schaubild der Legierung 1.2379 überein [131]. Die schnelle Abkühlung bewirkt die Entstehung von Martensit und großen Karbidausscheidungen (Bild 10c). Das sehr feinkörnige Gefüge besitzt eine mittlere Korngröße von  $1,7 \pm 0,2 \mu\text{m}$ .

### 4.2.3 Topografische Eigenschaften

Mit einem vergleichbaren Ausgangszustand der Oberflächen in Form einer ähnlichen Flächenrauheit der Substrate wurden konstante initiale Absorptionsbedingungen an jeder Position aller Substrate für die Laserbearbeitung angestrebt. Die Oberflächen wurden zu diesem Zweck mittels

maschinellen Feinschleifens und anschließenden Polierens der Substrate im in Epoxidharz eingebetteten Zustand präpariert. Das Feinschleifen erfolgte bei einer Andruckkraft von 20 N und einer Drehzahl von  $150 \text{ min}^{-1}$  mit Siliziumkarbid-Schleifpapier absteigender Korngröße von  $23 \mu\text{m}$  bis  $8 \mu\text{m}$ . Die Präparationszeit je Schleifschritt mit konstanter Korngröße betrug fünf Minuten beziehungsweise zehn Minuten für die gehärteten Substrate. Im Anschluss wurden die Substrate je nach Härte mit einem Chemiefaser- oder Kunstfasertuch und Diamantsuspension der Körnungen  $6 \mu\text{m}$ ,  $3 \mu\text{m}$  und  $1 \mu\text{m}$  jeweils mit der Andruckkraft 20 N und der Drehzahl  $150 \text{ min}^{-1}$  für jeweils fünf Minuten pro Körnung poliert. Nach jedem Schleif- und Polierschritt erfolgte die Spülung mit deionisiertem Wasser und abschließend die fünfminütige Reinigung in einem Isopropanol-Ultraschallbad.

Der Oberflächenzustand wurde anhand der Flächenrauheit beurteilt, die jeweils aus Aufnahmen mit dem Laser-Scanning-Mikroskop (LSM) mit 20-facher Vergrößerung ( $NA = 0,60$ ) gemäß ISO 25178 bestimmt wurde [133]. Anhand der Messergebnisse in Tabelle 7 ist ersichtlich, dass alle untersuchten Substrate durchschnittlich die arithmetische Mittenrauheit  $S_a \leq 0,02 \mu\text{m}$  vor der Laserbearbeitung aufwiesen.

Tabelle 7: Mittels LSM bestimmte Flächenrauheiten des Ausgangszustandes der Oberflächen der untersuchten Substrate ( $\lambda_C = 80 \mu\text{m}$ ; Anzahl der Messungen  $n' = 3$ )

Rauheitskenngröße in $\mu\text{m}$	1.4301	1.2379	1.2379 (geh.)
$S_a$	$0,005 \pm 0,001$	$0,011 \pm 0,004$	$0,016 \pm 0,002$
$S_q$	$0,011 \pm 0,002$	$0,033 \pm 0,009$	$0,046 \pm 0,017$

#### 4.2.4 Optische Eigenschaften

Der komplexe Brechungsindex der drei Substratarten wurde für die in Tabelle 7 erfassten Oberflächenzustände mittels Ellipsometermessungen ermittelt. Vor der Messung wurden die Substratoberflächen mit Isopropanol gereinigt. Die Messungen erfolgten mittels des Ellipsometers UVISEL Plus<sup>TM</sup> (Fa. Horiba) im Spektralbereich von 250 - 1200 nm bei Raumtemperatur und dem Umgebungsmedium Luft. Die so ermittelten Werte des Brechungsindex  $n$  und des Extinktionskoeffizienten  $k$  sind für die in dieser Arbeit verwendete Laserwellenlänge  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  in Tabelle 8 angegeben. Die Werte von  $n$  und  $k$  sind insbesondere für 1.4301 höher als die von anderen Forschergruppen experimentell ermittelten Werte für Eisen [134] oder Stahl [135], liegen aber in einem ähnlichen Bereich. Die mithilfe von

Gleichung (2) berechneten optischen Eindringtiefen der drei Stähle unterscheiden sich um etwa 2 - 3 nm. Die gehärtete Variante der Legierung 1.2379 besitzt dabei eine etwas größere optische Eindringtiefe als das weichgeglühte Substrat.

Tabelle 8: Brechungsindex  $n$  und Extinktionskoeffizient  $k$  sowie resultierende Reflektivität  $R$  bei senkrechtem Strahleneinfall und optische Eindringtiefe  $\delta_{opt}$  der Legierungen 1.4301, 1.2379 und 1.2379 (geh.)

Wellenlänge	Parameter	1.4301	1.2379	1.2379 (geh.)
$\lambda = 1064 \text{ nm}$	$n$	3,72	3,40	3,11
	$k$	5,06	4,59	4,44
	$R(\varepsilon = 0^\circ)$	68,9 %	66,4 %	66,1 %
	$\delta_{opt}$	16,7 nm	18,4 nm	19,0 nm

Aus den Werten  $n$  und  $k$  für  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  wurde mit Hilfe der Fresnel-Gleichungen (Gl. (4),(5)) der einfallswinkelabhängige Verlauf der Reflektivität berechnet (Bild 11). Demnach weicht die Reflektivität für zirkular polarisiertes Licht erst ab dem Strahleneinfallswinkel  $\varepsilon \geq 49^\circ$  um mehr als 2 % von der Reflektivität für senkrechten Strahleneinfall ab. Der Reflektivitätsunterschied der beiden Varianten von Legierung 1.2379 fällt mit  $\Delta R = 0,3 \%$  vernachlässigbar gering aus.

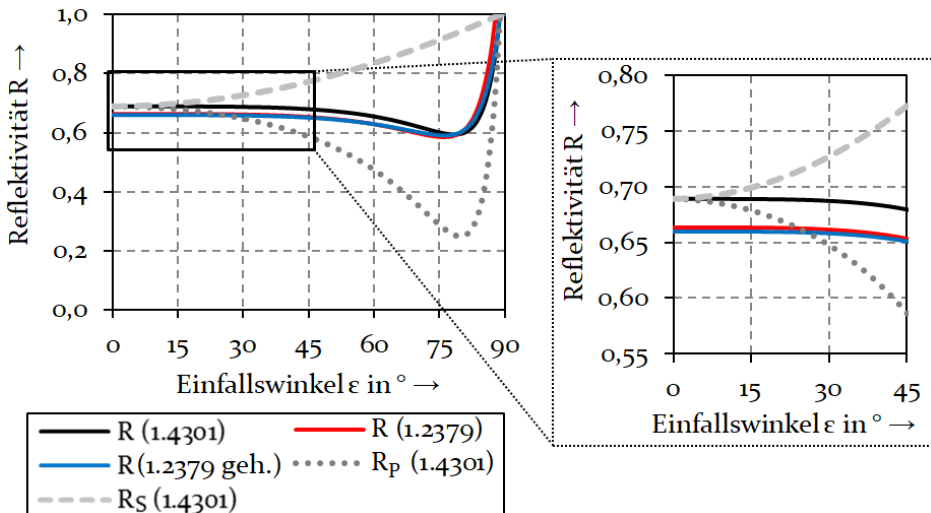


Bild 11: Reflektivität  $R$  der Stahllegierungen sowie exemplarische Reflektivität für parallele und senkrechte Polarisation  $R_p$  und  $R_s$  abhängig vom Einfallswinkel  $\varepsilon$  ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ )

### 4.2.5 Thermophysikalische Eigenschaften

Für die Abschätzung der Abtragungsschwellfluenz auf Basis der Energiebilanz der Ablation wurden für die beiden Legierungen 1.4301 und 1.2379 (im weichgeglühten Zustand) die in Tabelle 9 enthaltenen Werkstoffparameter der Literatur entnommen. Nicht verfügbare Werte wurden nach dem Prinzip von [136] durch die gewichtete Summe der jeweiligen Kennwerte des chemischen Elements (Tabelle 12 und Tabelle 13, Anhang A.1) berechnet. Die Gewichtung erfolgte entsprechend des Anteils des jeweiligen Elements in Massenprozent (Tabelle 5). Der Vergleich der so berechneten Werte mit verfügbaren Werten aus der Literatur in Tabelle 9 beweist die Plausibilität dieses Ansatzes, um die notwendige Energiedichte für die Verdampfung abzuschätzen. Da für die beiden Substratvarianten der Legierung 1.2379 dieselbe Elementzusammensetzung angenommen wurde und keine weiteren Materialparameter für die gehärtete Variante von 1.2379 verfügbar waren, ist 1.2379 (geh.) in Tabelle 9 nicht aufgeführt.

Tabelle 9: Thermophysikalische Werkstoffkennwerte für 1.4301 und 1.2379 (\*berechnet entsprechend Ansatz in [136])

Parameter	Einheit	1.4301	1.2379
Dichte $\rho$ (bei $T = 293$ K)	$\text{g}/\text{m}^3$	$7,9 \cdot 10^6$ [130]	$7,7 \cdot 10^6$ [137]
Verdampfungstemperatur $T_V$	K	3133 [138] (3193*)	3266*
Spezifische Wärmekapazität $c_p$ (bei $T = 298$ K)	$\text{J}/(\text{g} \cdot \text{K})$	0,490 [139]	0,460 [137]
Schmelzenthalpie $\Delta H_S$	$\text{J}/\text{g}$	290 [139] (287*)	289*
Verdampfungsenthalpie $\Delta H_V$	$\text{J}/\text{g}$	6317*	7102*

## 4.3 Experimentelle Methoden

In diesem Abschnitt werden die Kenngrößen zur Charakterisierung der untersuchten Systeme und Prozesse definiert sowie die Vorgehensweisen für deren Ermittlung erläutert. Die Parameter zur Bewertung der digitalen holografischen Strahlformung werden in den Kapiteln 4.3.1 bis 4.3.4 beschrieben. Die Kenngrößen des Materialabtragprozesses und die Methoden zur Bestimmung dieser werden anschließend erläutert.

### 4.3.1 Ermittlung der Phasenfunktion des SLM

Für die Überprüfung der Phasenantwort des SLM, d. h. der korrekten Darstellung des vorgegebenen Phasenwerts  $\Phi$ , wurden binäre Beugungsgitter mit der definierten Gitterperiode  $\Lambda_u$  auf dem LC-Display angezeigt. Mithilfe einer Blende wurde jeweils nur der in die +1. Beugungsordnung gebeugte Anteil des auf den SLM mit dem Durchmesser  $D_l = 10$  mm auftreffenden Laserstrahls mit einem optischen Leistungsmessgerät (PowerMax-USB UV/VIS Quantum, Fa. Coherent) erfasst [140]. Der Phasenwert des einen Gitterbereichs wurde dabei stets konstant bei  $\Phi = 0$  belassen, während der maximale Phasenhub  $\Delta\Phi$  sukzessive von 0 bis  $2\pi$  durch die Erhöhung des Grauwerts des zweiten Gitterbereichs gesteigert wurde. Die infolgedessen veränderte Laserleistung der +1. Beugungsordnung  $P_{m,+1}$  wurde in Abhängigkeit des variierten Grauwerts  $gv$  ausgewertet. Die Berechnung der Phasenfunktion des erreichten Phasenhubes in Abhängigkeit der in 8 bit Grauwerten vorgegebenen Phasenverzögerung erfolgte mittels nachfolgender Gleichung [141]:

$$\Delta\phi(gv) = 2 \cdot \sin^{-1} \sqrt{P_{m,+1}(gv)} \quad (33)$$

### 4.3.2 Berechnung der Phasenmasken für die Strahlformung

Die Phasenmasken für die Strahlformung der geforderten Zielintensitätsverteilung wurden, soweit nicht anders benannt, stets mit 50 Iterationen des Gerchberg-Saxton-Algorithmus (GSA) (Kap. 2.6.1) berechnet. Alternativ erfolgte die Berechnung der Phasenmasken gemäß dem DCGS-Algorithmus (Kap. 2.6.2), um das Auftreten von Speckle im Bereich des Flat-Tops in der Bearbeitungsebene zu vermeiden. Dafür wurde - abweichend vom in Kapitel 2.6.1 dargestellten Ablauf des GSA - das elektrische Feld  $G_B'$  in Schritt (3) (Bild 6, S. 32) gemäß Gleichung (34) lokal durch die Ziel-Amplituden- und Phasenverteilung  $U_B'$  und  $\Phi_B'$  ersetzt [118].

$$G_B' = \begin{cases} [2U_B'(x, y) - \beta \cdot U_B(x, y)] e^{i\phi_{B'}(x, y)}, & (x, y) \in B_S \\ \zeta \cdot U_B(x, y) \cdot e^{i\phi_B(x, y)}, & (x, y) \in B_F \end{cases} \quad (34)$$

Der sogenannte Signalbereich  $B_S$ , in dem das Feld durch  $U_B'$  und  $\Phi_B'$  ersetzt wurde, besitzt eine Kantenlänge von  $300 \times 300$  Pixel und ist im Zentrum des Bearbeitungsfeldes angeordnet. Im umliegenden sogenannten Freiheitsbereich  $B_F$  wird das berechnete elektrische Feld nach [118] beibehalten. Zur Verstärkung des Kontrasts zwischen dem Intensitätsplateau des Flat-

Tops und dem Intensitätsrauschen wurden die Gewichtungsfaktoren  $\beta = 0,1$  und  $\zeta = 0,5$  verwendet.

Um die Homogenität des Intensitätsplateaus des gemäß DCGS-Algorithmus berechneten Flat-Tops zu erhöhen, wurde die Strahlformung im Experiment um eine kamerabasierte Rückkopplung der Intensitätsverteilung nach dem in [142] veröffentlichten Prinzip ergänzt. Zu diesem Zweck erfolgte der Vergleich der in der Bearbeitungsebene  $E_4$  (Bild 8) erfassten Intensitätsverteilung  $|U_{B,Kam}|^2$  mit der gewünschten Zielintensitätsverteilung  $|U_B'|^2$ . Die mit dem Faktor  $\beta_R = 0,1$  gewichteten Abweichungen zwischen beiden Intensitätsverteilungen flossen in die Berechnung der Soll-Amplitudenverteilung  $U_{B,m+i}'$  der nächsten Iteration des DCGS-Algorithmus ein. Die Soll-Amplitudenverteilung  $U_{B,m+i}'$  (Schritt (3), Bild 6) wurde dafür im Bereich des Flat-Tops gemäß Gleichung (35) vorgegeben. Der Parameter  $m$  beschreibt die Laufvariable der Iterationsschleifen des Algorithmus. Die umgesetzte Rückkopplung bewirkt die Reduktion der Intensität von zu hellen Bereichen, während die Intensität zu dunkler Bereiche des aufgenommenen Flat-Top-Plateaus erhöht wird.

$$U'_{B,m+1} = U'_{B,m} - \beta_R \frac{|U_{B,Kam}|^2 - |U'_B|^2}{2 \cdot U'_B} \quad (35)$$

Als Ziel-Amplitudenverteilung in der Fourier- bzw. Bearbeitungsebene wurde ein um  $300 \mu\text{m}$  lateral in x- oder y-Richtung von der optischen Achse verschobenes Flat-Top-Profil gewählt. Infolge der räumlichen Trennung von Flat-Top und ungebeugtem Strahl ist das Filtern des Flat-Tops mithilfe einer in der Fourierebene - z. B. Fokusebene  $E_2$  (Bild 8) - positionierten Blende möglich [143]. Mit allen angewendeten Algorithmen wurden quadratische Phasenmasken mit der Auflösung von  $600 \times 600$  Pixel (Kantenlänge  $L_{u,v} = 12 \text{ mm}$ ) berechnet und jeweils auf das LC-Display zentriert, da das LC-Display des verwendeten SLM  $792 \times 600$  Pixel besitzt. Die reduzierte Auflösung von  $600 \times 600$  Pixel besitzt den Vorteil der Verkürzung der Rechenzeit der diskreten Fourier-Transformation (DFT). Nach der Anwendung der unterschiedlichen Algorithmen wurde der Wertebereich der Phasenmasken jeweils auf die durch den SLM realisierbare Phasenmodulation von  $0$  bis  $2\pi$  beschränkt. Die Umrechnung der Phasenwerte  $\Phi_S$  auf den Wertebereich von  $0$  bis  $2\pi$  erfolgte gemäß Gleichung (36) mittels der Modulo-Funktion:

$$\phi_{S,SLM}(u, v) = [\phi_S(u, v)] \text{ mod } 2\pi \quad (36)$$

### 4.3.3 Bewertung der Strahlformung

Die Strahlqualität der erzeugten räumlichen Flat-Top-Profile wurde durch die Strahlgleichförmigkeit, als ein Maß für die Homogenität der Intensität des Flat-Top-Plateaus, nach DIN EN ISO 13694 bewertet. Die Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta$  beschreibt das Verhältnis der Standardabweichung  $\sigma_I$  zum Mittelwert  $I_m$  der ortsabhängigen Intensitäten (Gl. (37)) innerhalb des ausgewählten Bereichs des Plateaus, der in Bild 12a mit einer blauen Strichlinie umrandet ist [144].

$$U_\eta = \frac{\sigma_I}{I_m} = \frac{1}{I_m} \sqrt{\iint [I(x, y) - I_m]^2 dx dy} \quad (37)$$

Eine hohe Strahlqualität wird dabei durch eine geringe Strahlgleichförmigkeit beschrieben, wobei im Idealzustand  $U_\eta = 0$  ein Flat-Top mit einem konstanten Intensitätsniveau erreicht wird. Das Signal-Rausch-Verhältnis  $SRV = I_m / \hat{I}_{surr}$  (38) ist ein weiteres Merkmal der Strahlqualität. Es stellt ein Kriterium für den präzisen Materialabtrag ohne unerwünschte Substratschädigung in umliegenden Bereichen des Bearbeitungsfeldes (rote Punktlinie) dar. Das Rauschen als Quotient in Gleichung (38) entspricht deshalb der auftretenden maximalen Intensität  $\hat{I}_{surr}$  im Bearbeitungsfeld außerhalb des mit einer gelben Linie umrandeten Flankenbereichs (Bild 12a). So kann  $\hat{I}_{surr}$  beispielsweise durch die Intensität der nullten Beugungsordnung gegeben sein. Das Signal als Zähler in Gleichung (38) wird durch die mittlere Intensität des Flat-Top-Plateaus  $I_m$  beschrieben. Im Fall von speckle-behafteten Flat-Top-Profilen beschreibt  $I_m$  den Median der Intensitätswerte im Signalbereich. Bei der Strahlformung wird ein hoher  $SRV$ -Wert angestrebt, der mindestens den Wert 1 überschreitet. Denn bei einem hohen  $SRV$ -Wert kann die Intensität des Flat-Top-Profiles beliebig gewählt werden und zugleich findet keine unerwünschte Modifikation der umliegenden Substratoberfläche statt. Mit dem Ziel eines maßhaltigen Abtrags wurde zudem die Schwankung der lateralen Abmessungen des Flat-Tops analysiert. Dafür wurden die Breite  $B_{FT}$  und Länge  $L_{FT}$  des Intensitätsplateaus jeweils an fünf Positionen bestimmt (Bild 12b) und deren Mittelwert und Standardabweichung berechnet.

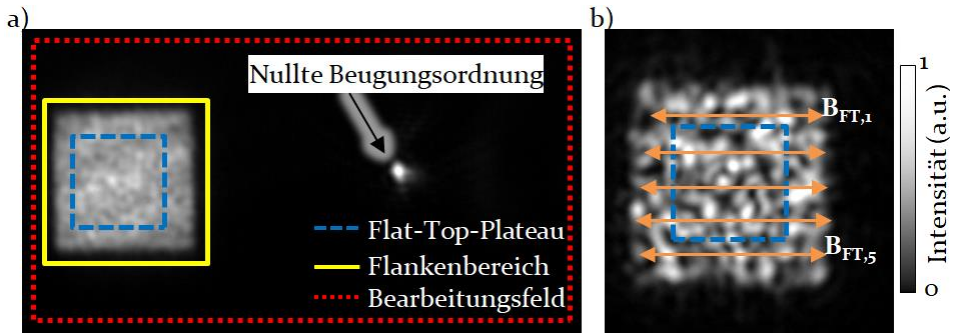


Bild 12: a) Mittels Kamera erfasste Intensitätsverteilung in der Bearbeitungsebene mit Auswahlbereichen zur Bewertung von Strahlgleichförmigkeit, Signal-Rausch-Verhältnis und Beugungseffizienz sowie b) Ermittlung der Schwankungen der Flat-Top-Breite  $B_{FT}$

Die Effizienz der Strahlformung, die Lichteffizienz  $\eta_L$ , wird als Produkt der Beugungseffizienz  $\eta_{diff}$  und Reflektivität des SLM  $R_{SLM}$  berechnet:  $\eta_L = \eta_{diff} \cdot R_{SLM}$  (39). Damit erfasst die Lichteffizienz auch die Effizienz der für die Strahlformung zusätzlich verwendeten optischen Systemtechnik. Die Beugungseffizienz ist definiert als der Quotient der Intensität der +1. Beugungsordnung, die in Bild 12a von der gelben Linie umrahmt wird, und der rot umrahmten gesamten Intensität im Bearbeitungsfeld (Gl. (40)) [145]:

$$\eta_{diff} = \frac{\iint I_{+1}(x, y)}{\iint I(x, y)} \quad (40)$$

#### 4.3.4 Simulation der Intensitätsverteilung

Die Simulation der Intensitätsverteilung in der Bearbeitungsebene des f-Theta-Objektivs (Bild 6) erfolgt durch die Rekonstruktion des aus Ebene  $E_1$  in Ebene  $E_4$  propagierten elektrischen Feldes mittels DFT unter Berücksichtigung der Vergrößerung  $V_{4f} = f_2/f_1$ . Das Feld in Ebene  $E_1$  besteht aus der gaußförmigen Amplitude des kollimierten Laserstrahls  $U_S$  und der Phasenverteilung der Phasenmaske  $\Phi_{S,SLM}$ . Bei dieser Simulation wird der Wertebereich der darstellbaren Ortsfrequenzen in der Bearbeitungsebene - die räumliche Auflösung - durch die Auflösung der Phasenmaske begrenzt. Denn bei der DFT stellt die Phasenmaskengröße die maximale Öffnung des Abbildungssystems dar und beschränkt somit die Auflösung der optischen Abbildung. Im Experiment hingegen begrenzt der Durchmesser der Fokussierlinse, der die Kantenlänge der Phasenmaske übersteigt, die Auflösung. Dementsprechend ist die räumliche Auflösung im Experiment höher als bei

der Simulation, sodass hohe Ortsfrequenzen im Simulationsmodell nicht zur erzeugten Intensitätsverteilung beitragen. Der fehlende Beitrag der hohen Ortsfrequenzen äußert sich u. a. in der unterschiedlichen Auflösung von Intensitätsschwankungen wie Speckle in Simulation und Experiment.

Mit dem Ziel einer hohen Übereinstimmung von Experiment und Simulation wurde das elektrische Feld in der Objektebene  $E_1$  vor der Propagation mit einer Fensterfunktion multipliziert, um die räumliche Auflösung bei der Simulation der Intensitätsverteilung zu erhöhen. Als Fensterfunktion  $w(u, v)$  wurde ein 2D-Rechteckfenster mit einer Kantenlänge gewählt, die der vierfachen Pixelzahl der Phasenmaske entspricht. Denn die ausgewerteten Bewertungsgrößen Strahlgleichförmigkeit und Beugungseffizienz zeigen für eine höhere als die vierfache räumliche Auflösung der Fensterfunktion keine signifikante Änderung (Anhang A.3, S. 133). Demnach tragen die mit der vierfachen Auflösung erfassten Ortsfrequenzen noch signifikant zur erzeugten Intensitätsverteilung bei, während der Beitrag höherer Ortsfrequenzen vernachlässigt werden kann.

Um den Einfluss von durch die optischen Komponenten verursachten Aberrationen zu untersuchen, wurde die Phasenmaske zusätzlich variiert. Die Variation erfolgte durch die Addition der Phasenmaske mit der gekrümmten Wellenfront, die durch definierte Aberrationen der Stärke  $a$  - beschrieben durch die Zernike-Polynome in Tabelle 10 - verursacht werden. Die Polynome der Stärke  $a = 0,19$  übersteigen die Ergebnisse der mittels Wellenfrontsensor an Position  $P^*$  nach dem 4f-Aufbau (Bild 8) durchgeführten Wellenfrontanalyse. Diese Abbildungsfehler können durch Aberrationen des Laserstrahls, einen lateralen Versatz zwischen der Ausbreitungsachse des kollimierten Laserstrahls und dem Mittelpunkt der Phasenmaske, Aberrationen des f-Theta-Objektivs und Aberrationen des Abbildungssystems, bestehend aus Objektiv  $L_4$  und Kamera, verursacht werden. Aufgrund dieser vielfältigen Ursachen von Abbildungsfehlern repräsentieren die Werte in Tabelle 10 einen realistischen Fall der durch das gesamte optische System hervorgerufenen Aberrationen. Mit der zweiten Variationsstufe  $a = 0,37$  wurde der Einfluss signifikant stärkerer Aberrationen untersucht.

Tabelle 10: In der Berechnung berücksichtigte Aberrationen der Stärke  $a$ , die durch das optische System in Bild 8 induziert werden können (\*Messung mittels Wellenfrontsensor: Polynome  $j = 1, 2, 3$  wurden in der Analyse nicht berücksichtigt)

Stärke $a$ $\triangleq$ RMSE	Nollindex $j$						
	1	2	3	4	5	6	7
0,007*	-	-	-	-0,003	-0,014	0,014	-0,01
0,19	0,000	0,000	0,000	0,000	-0,038	-0,117	-0,059
0,37	0,000	0,000	0,000	0,000	-0,094	-0,293	-0,149

	Nollindex $j$					
	8	9	10	11	12	13
0,024*	0,116	0,118	0,143	0,109	-0,356	-0,233
0,19	0,289	0,295	0,358	0,272	-0,890	-0,582
0,37	0,116	0,118	0,143	0,109	-0,356	-0,233

#### 4.3.5 Erzeugung von Strukturen

Die Untersuchung und Quantifizierung der Einflussgrößen der Inkubation erfolgte anhand von Kraterstrukturen. Diese wurden mittels gaußförmiger Intensitätsverteilung nach dem Prinzip des Perkussionsbohrens mit der konstanten Pulsrepetitionrate  $f_p = 0,1$  kHz und der definierten Pulszahl  $N$  erzeugt. Die Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit einem Gaußstrahl und den räumlichen Pulsabständen  $p_x$  und  $p_y$  zielt auf die Verifizierung des in Kapitel 6.3 vorgestellten Modells zur Berechnung der Strukturgeometrie bei der sequenziellen Strukturierung ab. Damit unabhängig von den variierten Pulsabständen und der Spitzenfluenz keine Wärmeakkumulation auftritt, erfolgte die Strukturierung stets bei  $f_p = 1$  kHz.

Ebenfalls ohne Relativbewegung zwischen Laserspot und Substrat wurden 2,5D-Strukturen mit Flat-Top-Strahlprofil und unterschiedlichen Pulszahlen  $N$  bei  $f_p = 0,1$  kHz erzeugt. Abhängig von den verwendeten Phasenmasken zur Formung des Flat-Top-Profiles und dem damit verbundenen Auftreten von Speckle unterscheidet sich der Ablauf der Strukturierung. Bei Vermeidung von Speckle wurde eine konstante DCGS-basierte Phasenmaske mit definierter Pulsenergie und der Pulszahl  $N$  bestrahlt, sodass die geforderte Fluenz  $F$  im Bereich des Flat-Tops abhängig von der Lichteffizienz besteht. Unter dem Auftreten von Speckle wurden mehrere Phasenmasken mit alternativer Phasenverteilung (Kap. 5.2.1) für den Materialabtrag genutzt. Dabei setzt sich die Anzahl der verwendeten Laserpulse  $N$  aus

der Pulszahl pro Sequenz  $N_{ges}$  und der Anzahl von Wiederholungen dieser Sequenz  $N_{Wh}$  zusammen, sodass gilt:  $N = N_{ges} \cdot N_{Wh}$ . Die Pulszahl je Sequenz  $N_{ges}$  resultiert aus der Anzahl verwendeter Phasenmasken  $N_{Ph}$  und der Anzahl von Laserpulsen je Phasenmaske  $N_{P/Ph}$  gemäß  $N_{ges} = N_{Ph} \cdot N_{P/Ph}$ .

Damit bei der Laserbearbeitung konstante Absorptionsbedingungen je Substrat existierten, wurden alle Substratoberflächen jeweils manuell mit Isopropanol gereinigt. Bevor die bearbeiteten Oberflächen charakterisiert wurden, erfolgte nach dem Laserabtrag stets die Reinigung der Substrate in einem Ultraschallbad aus Isopropanol für eine Dauer von drei Minuten. Damit wurde die Entfernung von Debris oder etwaiger Rückstände auf der Substratoberfläche gewährleistet.

### 4.3.6 Analyse des Materialabtrags

Der Materialabtrag wurde anhand mehrerer Geometrieckenngößen für Kraterstrukturen und quaderförmige Strukturen analysiert. Kraterstrukturen entstehen mittels eines Einzelpulses oder einer Pulsfolge an einem konstanten Ort auf der Substratoberfläche (identisch dem Perkussionsbohren). Quaderförmige Strukturen (2,5D-Strukturen) werden durch die Ablenkung des Laserstrahls in der Bearbeitungsebene in  $x$ - und  $y$ -Richtung während der Emission einer Pulsfolge erzeugt (Bild 5b). Die Ermittlung der unterschiedlichen Geometrieckenngößen erfolgte mithilfe einer automatisierten Strukturanalyse mit den folgenden Merkmalen: Die zu analysierenden Strukturen wurden mit dem Höhenschwellwert  $2 \cdot S_a$  maskiert. Dafür wurde die mittlere arithmetische Rauheit des jeweiligen Substrats (Tabelle 7) verwendet. Von den auf diese Weise identifizierten Strukturen wurden der Durchmesser bzw. die Breite, die Tiefe sowie das Strukturvolumen bestimmt (Bild 13). Für eine hohe Genauigkeit der tiefenabhängigen Geometrieckenngößen wurde die aus dem Höhenschwellwert der Maskierung resultierende Abweichung nachträglich reduziert. Dafür wurde die Tiefe der Strukturen aus der Summe der mittels Algorithmus bestimmten Tiefe  $z_{K,A}$  und der Dicke des durch den Höhenschwellwert verbleibenden Zylinders (Bild 13a) oder Quaders (Bild 13b) berechnet:  $z_K = z_{K,A} + 2 \cdot S_a$ ;  $z_S = z_{S,A} + 2 \cdot S_a$ . Analog setzt sich das Strukturvolumen aus dem Volumen der maskierten Struktur  $V_{K,A}$  und dem Volumen des Zylinders oder Quaders zusammen:  $V_K = V_{K,A} + \pi/4 \cdot D_K^2 \cdot 2 \cdot S_a$ ,  $V_S = V_{S,A} + B_Q \cdot L_Q \cdot 2 \cdot S_a$ . Die aus dieser Näherung der Strukturgeometrie resultierende Abweichung des Strukturvolumens vom tatsächlichen manuell bestimmten Strukturvolumen beträgt weniger als 8 %. Für eine mit  $F_o = 0,9 \text{ J/cm}^2$  und  $N = 10$  erzeugte Kraterstruktur beträgt sie z. B. 7,2 %. Diese Abweichung resultiert aus der

Nichtberücksichtigung der Kraterrandbereiche außerhalb des ermittelten Durchmessers  $D_K$ , die aufgrund der geringen Fluenzen der Gaußflanken sehr geringe Abtragstiefen  $z_{Ab} < 2 \cdot S_a$  aufweisen. Mit steigender Pulszahl und Fluenz nimmt das Verhältnis des Volumens dieser Strukturrandbereiche zum größeren gesamten Strukturvolumen ab, sodass die Abweichung des ermittelten vom realen Strukturvolumen für größere und tiefere Strukturen ebenfalls sinkt. Für Pulszahlen  $N < 10$  wurden die Geometrieckenngößen aufgrund der geringen Strukturiefen  $z_S \leq 0,16 \mu\text{m}$  und der dementsprechend flachen Kraterrandbereiche manuell ermittelt.

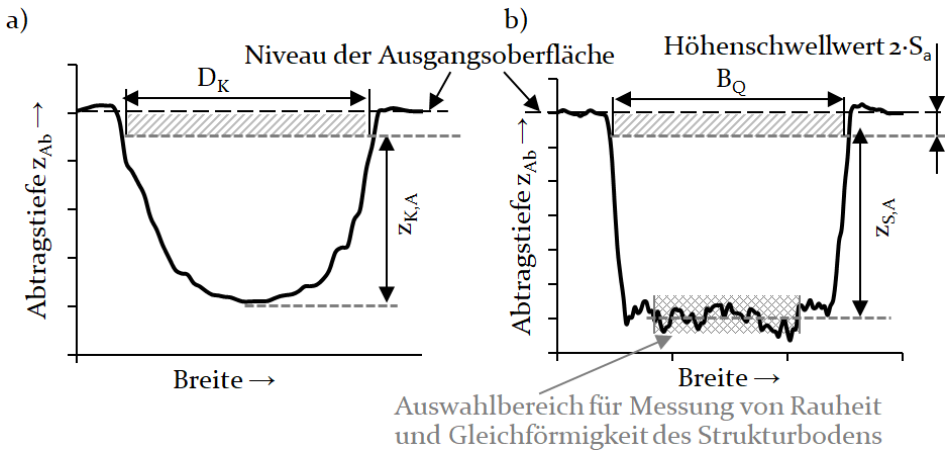


Bild 13: Querschnitte und analysierte Geometrieckenngößen einer a) mit gaußförmigem Strahlprofil erzeugten Kraterstruktur und b) einer quaderförmigen Struktur

Als Kenngröße der Strukturqualität wurde die mittlere arithmetische Höhe  $S_a$  in einem ausgewählten Bereich des ebenen Bodens von quaderförmigen Strukturen gemessen (Bild 13b) [133]. Die analysierte Homogenität des Abtrags mit einem Flat-Top in Form der Gleichförmigkeit der Strukturiefen  $z_\eta$  dient zusätzlich der Bewertung der Strukturqualität. Die Gleichförmigkeit  $z_\eta$  wird analog zur Strahlgleichförmigkeit (Gl. (37)) folgendermaßen berechnet:

$$z_\eta = \frac{\sigma_z}{z_S} = \frac{1}{z_S} \sqrt{\iint [z_{Ab}(x, y) - z_S]^2 dx dy} \quad (41)$$

Die bewertete Abtragseffizienz zur Bewertung der Effizienz der Strahl-Materie-Wechselwirkung und als Maß der Produktivität des Materialabtrags resultiert ähnlich Gleichung (11) aus dem ermittelten Strukturvolumen  $V$

und der verwendeten Pulsenergie  $E_{P,ges}$ . Letztere ist das Produkt der Anzahl verwendeter Laserpulse  $N$  und der Pulsenergie  $E_P$ .

$$\eta_{Ab} = \frac{V}{E_{P,ges}} = \frac{V}{N \cdot E_P} \quad (42)$$

Um die gesamte Prozesseffizienz der Laserstrukturierung  $\eta_P$  zu bewerten, werden durch das Produkt aus Lichteffizienz  $\eta_L$  (Kap. 4.3.3) und Abtragseffizienz  $\eta_{Ab}$  der Einfluss der Systemtechnik und der Strahl-Materie-Wechselwirkung erfasst:

$$\eta_P = \eta_L \cdot \eta_{Ab} \quad (43)$$

#### 4.3.7 Bestimmung der Abtragungsschwellen und der Inkubation

Für die Quantifizierung der Einflüsse der Inkubation wurde die werkstoff- und pulszahlabhängige Abtragungsschwellfluenz  $F_{th}$  gemäß der Zerstörungsschwellen-Methode ermittelt. Diese beruht auf der Darstellung der gemessenen quadrierten Kraterdurchmesser  $D_K^2$  in Abhängigkeit der logarithmischen Spitzenfluenz  $F_o$  gemäß Gleichung (8). Der Abszissenschnittpunkt dieser linearen Ausgleichsfunktion beschreibt die Schwellfluenz  $F_{th}$ . Die Steigung der Funktion entspricht dem quadrierten Laserspotradius [146]. Die effektive Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$  wurde in Abhängigkeit der Pulszahl  $N$  basierend auf Gleichung (25) berechnet. Die Steigung der Ausgleichsfunktion der gemessenen Kratertiefen  $z_K$  über der Spitzenfluenz  $F_o$  entspricht der Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$ . Die Größe  $\delta_{eff}$  stellt dabei einen Fitparameter dar, der keinem „konkretem“ physikalischen Werkstoffparameter, z. B. der optischen Eindringtiefe  $\delta_{opt}$ , entspricht.

## 5 Qualität und Effizienz der diffraktiven Strahlformung eines Flat-Top-Profiles

Die diffraktive Strahlformung mittels eines Flüssigkristall-basierten räumlichen Lichtmodulators (LCoS-SLM) erfolgt mit dem Ziel, eine räumlich plateauartige Intensitätsverteilung mit beliebiger Kontur zu erzeugen. Die folgenden Untersuchungen zielen auf das Erreichen eines Plateaus mit maximaler Homogenität dieses im Folgenden als Flat-Top bezeichneten Strahlprofils ab. Als Zielintensitätsverteilung wurde ein rechteckiges Flat-Top mit unterschiedlichen Seitenlängen definiert und untersucht. Die maximalen Abmessungen der Seitenlängen basieren hierbei auf der notwendigen Überschreitung der Fluenz  $F = 1,0 \text{ J/cm}^2$  im Flat-Top für die Untersuchung des Mikro-Materialabtrags in Kapitel 6. Dafür wird in Kapitel 5.1 zunächst die Fähigkeit des verwendeten SLM für die effiziente, reproduzierbare Strahlformung untersucht und sichergestellt. In Kapitel 5.2 erfolgt die systematische Untersuchung der Einflüsse auf die Qualität und Effizienz der Erzeugung des Flat-Top-Profiles.

### 5.1 Einflüsse des LCoS-SLM auf die Beugungseffizienz des Flüssigkristallmodulators

Um eine hohe Beugungseffizienz und Strahlqualität bei der Formung des Flat-Top-Profiles zu erreichen, muss der LCoS-SLM die durch die theoretisch berechnete Phasenmaske vorgegebene Phasenverschiebung realisieren. Dafür ist die eindeutige Zuordnung der Grauwerte zu der tatsächlich erreichten pixelspezifischen Phasenmodulation notwendig. Dieser Zusammenhang wurde mit der Untersuchung der Phasenfunktion ermittelt und sichergestellt. Als Einflüsse auf die Phasenfunktion werden die Position des Pixels auf dem zweidimensionalen LC-Display, das Übersprechen des Spannungssignals zwischen benachbarten Pixeln und die mittlere Laserleistung in den Kapiteln 5.1.1 bis 5.1.3 betrachtet.

#### 5.1.1 Räumliche Abhängigkeit der Phasenfunktion

Um die pixelpositionsabhängige Phasenfunktion des zweidimensionalen LC-Displays zu ermitteln, wurde ein binäres Gitter mit der Kantenlänge von  $100 \times 100$  Pixel und der Gitterperiode  $\Lambda_u = 6 \text{ px}$  an 36 Positionen (Segmenten) des LC-Displays entsprechend dem Vorgehen in [147] appliziert. Bild 14a zeigt die normierte gemessene mittlere Leistung für zwei

ausgewählte Positionen sowie den Mittelwert der grauwertabhängigen Werte aller 36 Positionen. Die drei Kurvenverläufe sind nahezu deckungsgleich, zudem fällt die Standardabweichung der Messwerte der 36 Position sehr gering aus. Die gemäß Gleichung (33) berechnete, ideal lineare Phasenfunktion weist keine räumliche Abhängigkeit auf (Bild 14b), da für das verwendete LC-SLM-Gerät bereits eine räumlich kalibrierte Phasenfunktion für die Ansteuerung herstellerseitig implementiert ist. Die Phasenfunktion erreicht den Phasenhub  $\Delta\Phi = 2\pi$  bei dem eingestellten Grauwert  $gv = 219$  (Bild 14b). Für die Realisierung der geforderten Phasenverzögerung wird der Wertebereich  $[0; 2\pi]$  der Phasenmasken deshalb in den Wertebereich  $[0; 219]$  der Grauwerte konvertiert.

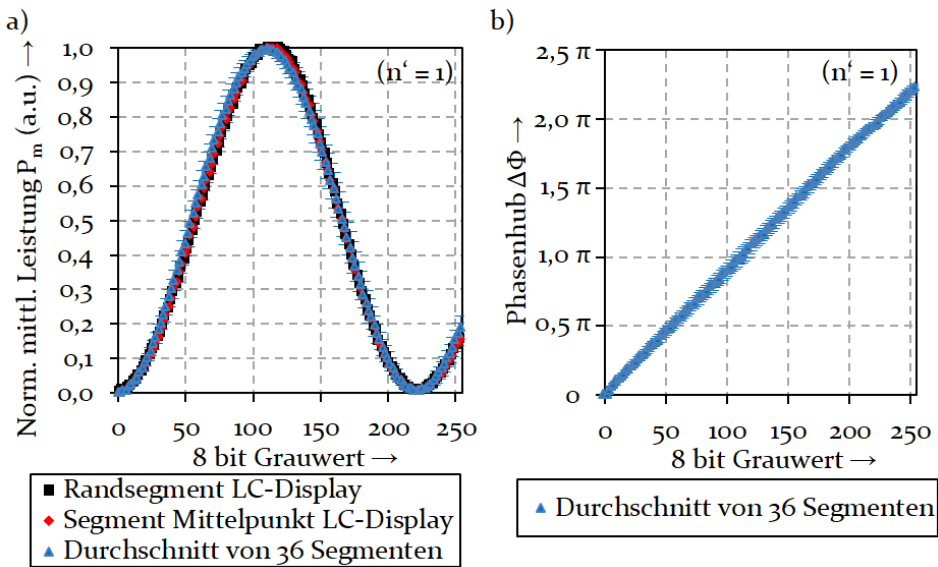


Bild 14: a) Normierte mittlere Leistung der +1. Beugungsordnung für ausgewählte Segmente und als Mittelwert einschließlich Standardabweichung für alle 36 Segmente sowie b) linearer Verlauf des Phasenhubes jeweils in Abhängigkeit des Grauwerts

### 5.1.2 Übersprechendes Spannungssignal benachbarter Pixel

Für die Analyse des Übersprechens benachbarter Pixel wurde die Phasenantwort für binäre Gitter der Kantenlänge  $600 \times 600$  px und unterschiedliche Gitterperioden und -richtungen  $\Lambda_u$  oder  $\Lambda_v$  bestimmt. Die Kurven der für die Gitterperioden  $\Lambda_u \geq 6$  px und  $\Lambda_v \geq 6$  px gemessenen Laserleistung sind deckungsgleich (Bild 15a). Bei diesen Gitterperioden wird der Phasenhub  $\Delta\Phi = 2\pi$  beim Grauwert  $gv = 219$  erreicht. Phasenmasken mit einer Gitterperiode von  $\Lambda_u \leq 4$  px und  $\Lambda_v \leq 4$  px zeigen eine unterschiedlich starke Verschiebung des Kurvenverlaufs der

Phasenantwort hin zu höheren Grauwerten. Die Reduktion der Gitterperiode hat dabei eine richtungsabhängig unterschiedliche Verschiebung des lokalen Minimums der mittleren Leistung zur Folge (Bild 15a). So wird dieses Minimum, das dem Phasenhub  $\Delta\Phi = 2\pi$  entspricht, für geringere Gitterperioden bei höheren Grauwerten erreicht. Dieses Minimum tritt für Gitterperioden in x-Richtung bei niedrigeren Grauwerten auf als bei Gitterperioden in y-Richtung. Diese Phasenhubabnahme ist im SLM-modellabhängigen Übersprechen der Felder des elektrischen Spannungssignals von benachbarten Pixeln begründet [147]. Das Übersprechen führt zu einer Beugungsbegrenzung bei der Darstellung von Phasensprüngen zwischen benachbarten Pixeln und damit zur Verschiebung der Phasenantwort.

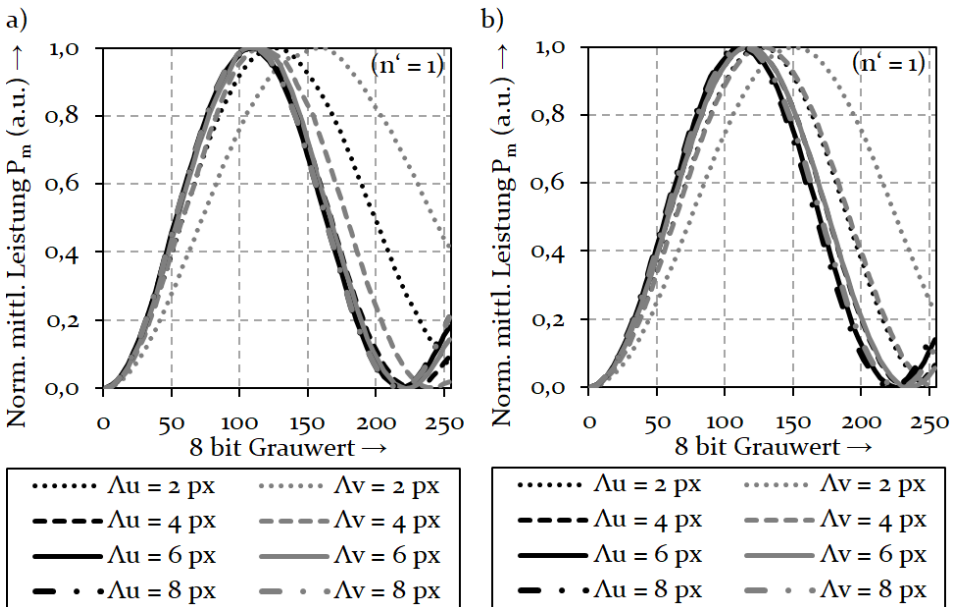


Bild 15: Jeweils normierte, a) gemessene und b) simulierte mittlere Leistung der +1. Beugungsordnung in Abhängigkeit des Grauwerts sowie der Orientierung in u- oder v-Richtung und Periode  $\Lambda$  des binären Gitters (Simulation des Pixel-Übersprechens mit gaußförmiger Punktspreizfunktion und den Parametern  $r_u = 0,38$ ,  $r_v = 0,44$  und  $\gamma_{PSF} = 0,96$ )

Als eine mögliche technologiebasierte Ursache der Richtungsabhängigkeit des Übersprechens wird die Orientierung der Flüssigkristalle des LC-Displays im Gleichgewichtszustand ohne äußeres elektrisches Feld vermutet. Das Anlegen eines elektrischen Feldes zur Einstellung eines definierten Phasenhubes bewirkt die Drehung der Kristalle, wobei je nach Rotationswinkel eine stärkere Rückstellkraft auf die Moleküle durch benachbarte Kristalle auftritt. Die Richtungsabhängigkeit der gitter-

periodenabhängigen Reduktion des Phasenhubs könnte demnach u. a. auf eine richtungsabhängige Viskosität des Flüssigkristalls zurückgeführt werden [148].

Das Übersprechen benachbarter Pixel kann bei der Simulation der mittels einer gegebenen Phasenmaske erzeugten Intensitätsverteilung berücksichtigt werden. Die Beschränkung der darstellbaren Phasensprünge durch das Übersprechen entspricht der Wirkung eines räumlichen Tiefpassfilters der Phasenhöhe der Phasenmaske. Der Effekt des Tiefpassfilters lässt sich durch die Faltung einer gaußförmigen Punktspreizfunktion  $a_{PSF}(u, v)$  (Gl. (44)), die das systemspezifische Übersprechen der Pixel darstellt, mit der idealen Phasenverteilung der Phasenmaske modellieren [149]. Aus der in Bild 15a dargestellten richtungs- und gitterperiodenabhängigen Phasenantwort wurden die Parameter der Punktspreizfunktion nach der Methodik von Persson et al. für den verwendeten LCoS-SLM berechnet [147] (Anhang A.4, S. 134).

$$a_{PSF}(u, v) = e^{-\left(\frac{u^2}{2r_u^2} + \frac{v^2}{2r_v^2}\right)^{\gamma_{PSF}}} \quad (44)$$

Für die Parameter  $r_u = 0,38$ ,  $r_v = 0,44$  und  $\gamma_{PSF} = 0,96$  zeigen die Kurvenverläufe der simulierten normierten mittleren Leistung der +1. Beugungsordnung (Bild 15b) eine hohe Übereinstimmung mit den Messwerten (Bild 15a). Das bei dem verwendeten LCoS-SLM auftretende Übersprechen der Pixel kann demnach die Beugung, insbesondere bei Phasenverteilungen mit hochfrequenten Phasensprüngen, beeinflussen. Damit bildet die beschriebene Vorgehensweise einen Baustein für die Berechnung der tatsächlichen Intensitätsverteilung bei der Materialbearbeitung mit holografisch geformtem Flat-Top-Profil. Der Effekt auf die Kenngrößen der Strahlformung wird in Kapitel 5.2.2 untersucht.

### 5.1.3 Erwärmung des Flüssigkristalls

Als ein weiterer Faktor kann die Erwärmung des LC-Displays infolge der an der Elektrodenoberfläche des SLM absorbierten Laserleistung die erreichbare Beugungseffizienz eines SLM beeinflussen [150]. Dementsprechend kann die Steigerung der mittleren Leistung, z. B. bei gesteigerter Pulsrepetitionrate, ohne zusätzliche Maßnahmen der Wärmeabfuhr zur Verschiebung der Phasenfunktion und Abnahme der Beugungseffizienz führen [151]. Da in Kapitel 6.5 dieser Arbeit die Strahlformung durch den SLM bis zu der maximalen Pulsenergie von 115  $\mu\text{J}$  bei  $f_p = 100$  kHz erfolgt, wurde die Konstanz der in Kapitel 5.1.1 ermittelten Phasenfunktion bis zur mittleren

Laserleistung von knapp 12 W überprüft. Zu diesem Zweck wurde das LC-Display zunächst zehn Minuten mit der jeweils genannten mittleren Leistung  $P_m$  bestrahlt, bevor die Phasenfunktion durch die Messung der Leistung in der +1. Beugungsordnung bestimmt wurde. Die ermittelten Phasenfunktionen für ausgewählte mittlere Leistungen bei 100 kHz sind in Bild 16 dargestellt.

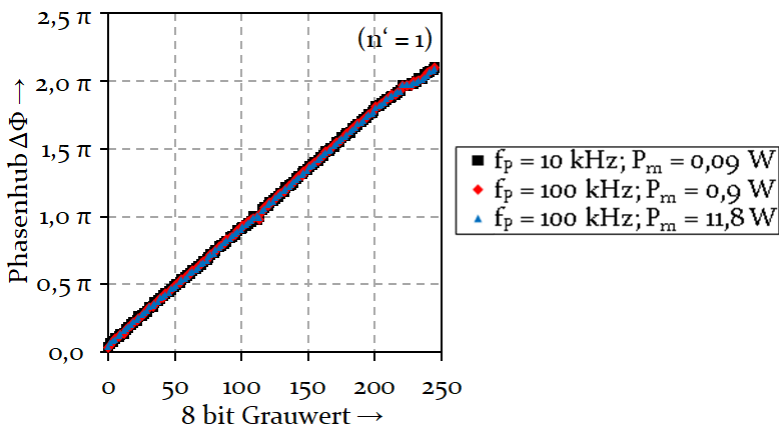


Bild 16: Deckungsgleicher linearer Verlauf der Phasenhub in Abhängigkeit des Grauwerts des binären Gitters mit der Periode  $\Lambda_G = 6$  px bei Bestrahlung des LC-Displays mit unterschiedlichen mittleren Laserleistungen  $P_m$  bei unterschiedlichen Pulsrepetitionraten  $f_p$

Die geringe ermittelte Absorption des LC-Displays von  $0,64 \pm 0,26$  % ( $n' = 10$ ) führt zu keiner „betriebsrelevanten“ Erwärmung im charakterisierten Leistungsbereich von 0 W bis 11,8 W. So zeigen sich für die Leistungen in Bild 16a dieselben deckungsgleichen Verläufe der Phasenfunktion. Damit ist die sichere und reproduzierbare Funktionsweise des SLM bis zur maximalen Pulsenergie bei der in dieser Arbeit relevanten Pulsrepetitionrate von 100 kHz ohne zusätzliche Kühlung des SLM gewährleistet. Dementsprechend wird die überprüfte Phasenfunktion mit dem Phasenhub  $\Delta\Phi = 2\pi$  bei dem Grauwert  $gv = 219$  unabhängig von der Laserleistung verwendet.

## 5.2 Qualität und Lichteﬃzienz eines Flat-Top-Profiles

Für die Anwendung von Methoden zur Reduktion des Effekts von Speckle für die Strahlformung und den Mikro-Materialabtrag wird zunächst untersucht, wodurch die Strahlqualität und die Beugungseﬃzienz eines geformten Flat-Top-Profiles beeinflusst werden. Dafür wird der Einfluss der verwendeten optischen Systemtechnik einschließlich der Aberrationen auf die auftretenden Speckle und die Strahlqualität in Abhängigkeit der Methode

zur Berechnung der Phasenmasken bewertet. Der Einfluss der zeitlichen Mittelung von Flat-Top-Profilen auf das Ergebnis des Materialabtrags von Stahllegierungen wird in Kapitel 6.4 diskutiert.

### 5.2.1 Speckle-Reduktion durch zeitliche Mittelung

Die Aufnahme des experimentell rekonstruierten Flat-Tops einer einzelnen Phasenmaske, die mittels Gerchberg-Saxton-Algorithmus (GSA) berechnet wurde, zeigt im Bereich des quadratischen Flat-Tops deutliche Intensitätsschwankungen in Form von Speckle (Bild 17). Die zeitliche Mittelung von Flat-Tops einer zunehmenden Anzahl von alternativen Phasenmasken  $N_{Ph}$  reduziert dieses Speckle-Rauschen. Das abnehmende Speckle-Rauschen ist anhand der signifikant homogeneren Flat-Top-Profile für  $N_{Ph} = 10$  und  $N_{Ph} = 20$  (Bild 17) sowie der Abnahme der Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta$  (Bild 18a) ersichtlich.

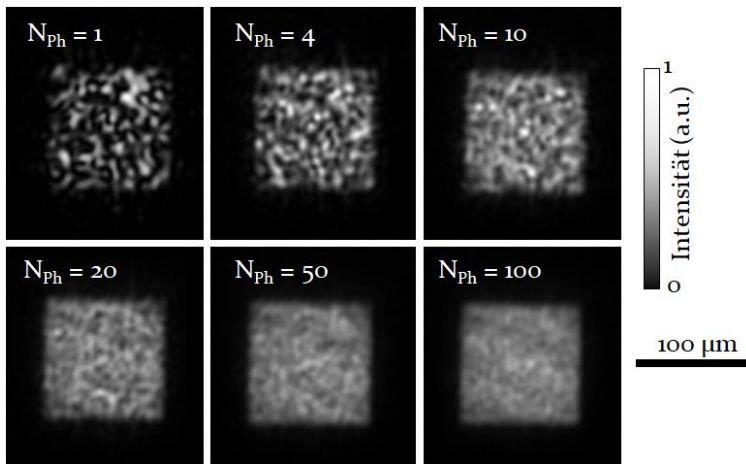


Bild 17: Beispielhafte Intensitätsverteilungen für eine unterschiedliche Anzahl gemittelter Flat-Top-Profile geformt durch  $N_{Ph}$  Phasenmasken mit alternativer Phasenverteilung

Die Strahlgleichförmigkeit der gemittelten quadratischen Flat-Tops stagniert nach  $N_{Ph} = 44$  alternativen Phasenmasken, d. h. die Änderung von  $U_\eta$  mit jeder zusätzlichen Phasenmaske beträgt weniger als 0,5 %. Da die Speckle innerhalb des Flat-Top-Plateaus scheinbar stochastisch verteilt auftreten und keine Korrelation zwischen den Phasenverteilungen der  $N_{Ph}$  alternativen Phasenmasken besteht, sinkt die Strahlgleichförmigkeit ungefähr proportional zu  $1/\sqrt{N_{Ph}}$  [116]. Mit der Fit-Funktion  $U_\eta = U_\eta(N_{Ph} \rightarrow \infty) + [U_\eta(N_{Ph} = 1) - U_\eta(N_{Ph} \rightarrow \infty)] \cdot N_{Ph}^{-b}$  (45) und dem Exponenten  $b = 0,61 \pm 0,049$  kann der Kurvenverlauf von  $U_\eta(N_{Ph})$  beschrieben werden. Da  $b > 0,5$  ist und  $U_\eta$  gegen ein Minimum größer als Null

konvergiert, sind die auftretenden Speckle nicht vollständig stochastisch verteilt. Stattdessen weisen ihre Abmessungen eine Vorzugsrichtung auf. So wurden die richtungsabhängigen (FWHM)-Breiten der Speckles mittels 2D-Autokorrelation [152] zu  $B_{SPx} = 5,8 \pm 0,030 \mu\text{m}$  und  $B_{SPy} = 6,1 \pm 0,032 \mu\text{m}$  bestimmt. Diese geringfügig größere Ausdehnung der Speckle in  $y$ -Richtung kann unter anderem durch die von den Optiken erzeugten Aberrationen verursacht werden.

Anhand der Breite des Flat-Top-Plateaus  $B_{FT}$  als weiterem Kriterium der Strahlqualität ist ersichtlich, dass die zeitliche Mittelung der Rekonstruktionen alternativer Phasenmasken nach etwa 20 Phasenmasken zur Übereinstimmung mit der Soll-Breite des diskretisierten Flat-Top-Plateaus von  $102 \mu\text{m}$  führt. Zudem deutet die mit zunehmender Phasenmaskenanzahl sinkende Standardabweichung der ermittelten Breiten auf die geringsten Schwankungen der Breite infolge von auftretenden Speckle hin (Bild 18b). Damit bestätigt das Kriterium der Flat-Top-Breite ebenfalls, dass eine Mindestanzahl an Phasenmasken notwendig ist, um ein Flat-Top-Profil mit konstanter Breite geringer Schwankung zu erzeugen.

Die Simulation der Intensitätsverteilung mit zusätzlichen Aberrationen der Wellenfront entsprechend der Vorgehensweise in Kapitel 4.3.4 bestätigt die Erkenntnisse aus dem Experiment. Die Strahlgleichförmigkeit sinkt mit zunehmender Anzahl  $N_{ph}$  gemittelter Rekonstruktionen alternativer Phasenmasken (Bild 18a). Das Speckle-Muster der Rekonstruktion einer einzelnen Phasenmaske mit den Aberrationen der Stärke  $a = 0,37$  (Bild 18c) ähnelt dem experimentell erfassten Intensitätsprofil (Bild 17) hinsichtlich der Größe und Form der ausgeprägten Speckle. Der Trend und die Absolutwerte der Strahlgleichförmigkeit von experimenteller Messung und der Simulation mit  $a = 0,37$  zeigen eine hohe Übereinstimmung. Dementsprechend ist anzunehmen, dass durch den optischen Aufbau signifikante Aberrationen verursacht werden. Solche Aberrationen können beispielsweise durch Aberrationen des Rohstrahls oder Abweichungen zwischen der Richtung des Poynting-Vektors des Laserrohstrahls und den Mittenachsen der optischen Komponenten verursacht werden. Die Simulation des Einflusses unterschiedlicher Stärken der Aberrationen  $a$  zeigt Folgendes: Die Aberrationsstärke  $a$  besitzt einen größeren Effekt auf die Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta$  des Flat-Tops einer einzelnen Phasenmaske als auf  $U_\eta$  der gemittelten Flat-Tops mehrerer Phasenmasken. Für  $N_{ph} = 1$  beträgt der Unterschied der Strahlgleichförmigkeiten  $\Delta U_\eta = 0,24$  für die Aberrationsstärken  $a = 0,0$  und  $a = 0,37$ . Demgegenüber fällt der Unterschied für  $N_{ph} = 50$  mit  $\Delta U_\eta = 0,059$  deutlich geringer aus (Bild 18a).

Der Effekt der Aberrationen auf  $U_\eta$  ist somit für mehrere Phasenmasken geringer als für eine einzelne Phasenmaske.

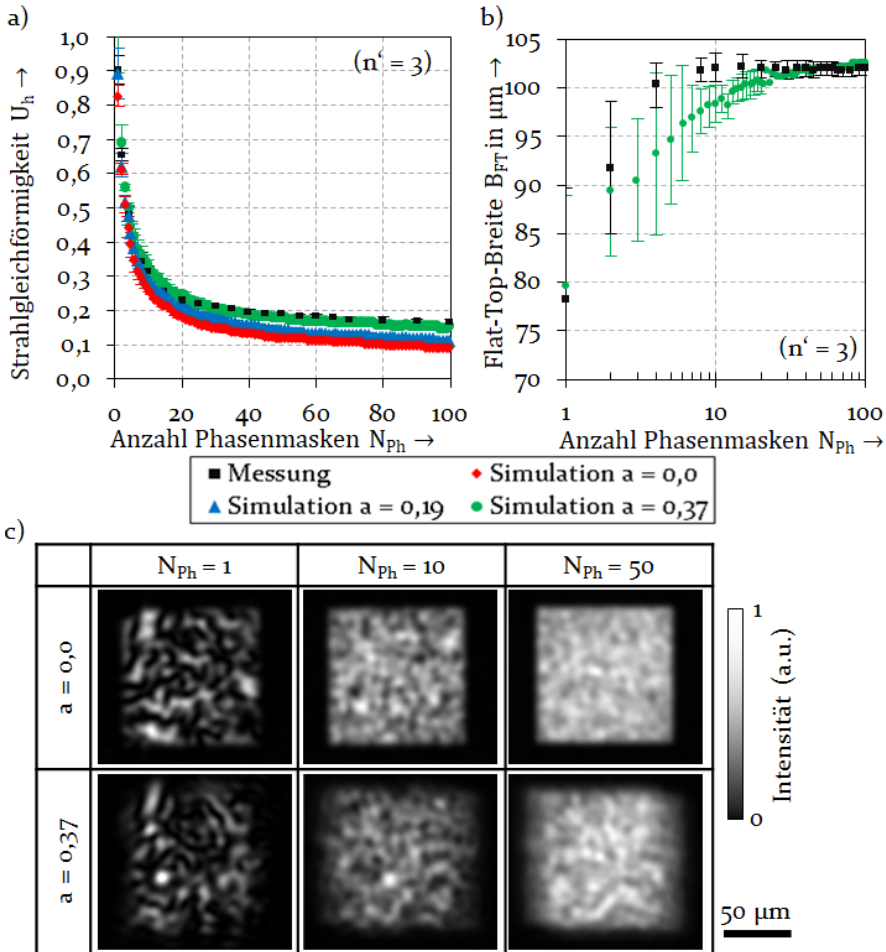


Bild 18: a) Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta$ , b) Breite  $B_{FT}$  (Soll-Kantenlänge  $100 \mu\text{m}$ ) und c) Intensitätsverteilung der gemessenen und simulierten Flat-Top-Profile jeweils in Abhängigkeit der Anzahl verwendeter Phasenmasken  $N_{Ph}$  und der Stärke der Aberrationen  $a$

Das Speckle-Muster lässt sich durch die Berücksichtigung der Aberrationen des optischen Systems prinzipiell simulieren, da die Form und laterale Ausdehnung der Intensitätsschwankungen qualitativ stark übereinstimmen. Die Simulation der Intensitätsverteilung kann demzufolge das Absolutniveau der minimalen Strahlgleichförmigkeit begründen. Die genauen Positionen der Intensitätsmaxima und -minima sind mit der vorgestellten Methode allerdings nicht vorhersagbar. Aberrationen beeinflussen demnach wesentlich das Auftreten von Speckle bei der digitalen holografischen

Strahlformung. Allerdings werden die Speckle aufgrund ihrer stochastischen Verteilung durch die Mittelung der Rekonstruktionen mehrerer Phasenmasken nahezu unabhängig von der Aberrationsstärke geglättet. Zwar reduzieren Aberrationen die Strahlqualität, sodass die Strahlgleichförmigkeit steigt. Jedoch resultieren selbst vergleichsweise starke Aberrationen lediglich in einer geringfügigen Zunahme von  $U_\eta$ . Demnach kann Hypothese H3 teilweise bestätigt werden, denn Speckle reduzieren die Strahlqualität. Welche Auswirkungen Speckle auf den Materialabtrag besitzen, wird in Kapitel 6.4 untersucht.

Die Beugungseffizienz der Phasenmasken mit alternativer Phasenverteilung wurde zu  $\eta_{diff} = 69,3 \pm 0,17 \%$  bestimmt. Mit der ermittelten Reflektivität des SLM von über 99 % ermöglichen die untersuchten Phasenmasken die Erzeugung von Flat-Top Profilen mit der Lichteffizienz  $\eta_L = 68,6 \pm 0,23 \%$ .

### 5.2.2 Speckle-Reduktion durch zusätzliche Phasenbedingung

Als ein weiterer Ansatz der Speckle-Reduktion wurde der Effekt der konstanten Phasenverteilung im Signalbereich der Zielintensitätsverteilung in der Fokusebene mittels des DCGS-Algorithmus untersucht. Das mittels einer einzelnen Phasenmaske erzeugte speckle-freie Flat-Top zielt auf ein homogenes Lasermaterialbearbeitungsergebnis bereits nach dem ersten Laserpuls ab. Applikationsrelevant ist dieser Ansatz für den Materialabtrag mit geringer Strukturtiefe z. B. beim Abtrag von Dünnschichten, wo nur wenige - d. h. weniger als für die vorgestellten Mittelungs-Methoden notwendige - Laserpulse und somit Phasenmasken angewendet werden können. Zudem kann die Strukturierung mit minimaler überschüssiger Wärmeeinbringung ein konstantes Fluenzniveau erfordern.

Die Analyse des Flat-Tops, das mit einer einzelnen DCGS-basierten Phasenmaske erzeugt wurde (Bild 19a), ergibt die Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta = 0,33$  (Bild 19b). Damit ähnelt das DCGS-basierte Flat-Top hinsichtlich seiner Strahlgleichförmigkeit einem Flat-Top, wie es durch die Mittelung der Rekonstruktionen von  $N_{ph} = 10$  alternativen Phasenmasken entsteht. Denn für die Mittelung eines rechteckigen Flat-Tops mit der Größe  $50 \times 100 \mu\text{m}$  beträgt  $U_\eta = 0,32$  (Bild 19b) und gleicht damit der Strahlgleichförmigkeit des quadratischen Flat-Tops in Abschnitt 5.2.1. Die Simulation der Intensitätsverteilung gemäß der in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Methode zeigt eine deutliche Abhängigkeit der Qualität des DCGS-basierten Flat-Tops von den Aberrationen des optischen Systems (Bild 19a). Mit

zunehmender Stärke der Aberrationen  $a$  steigt die Strahlgleichförmigkeit. Da die Strahlgleichförmigkeit des experimentell aufgenommenen Flat-Tops etwa dem Wert  $U_\eta = 0,34$  aus der Simulation mit  $a = 0,37$  entspricht (Bild 19b), werden durch die optischen Komponenten vergleichsweise starke Aberrationen induziert. Die Übereinstimmung von gemessenem und simuliertem Flat-Top ist anhand der Überhöhung der Intensität an der oberen und unteren Flat-Top-Kante sowie der ausgeprägten Welligkeit der Intensität parallel zur langen Kante der Flat-Tops erkennbar (Bild 19a). Durch die Erhöhung der Aberrationsstärke in der Simulation stimmen das Erscheinungsbild und die Strahlgleichförmigkeit von simuliertem und gemessenem Intensitätsprofil stärker überein. Demzufolge kann die Qualität der Intensitätsverteilung der DCGS-basierten Flat-Tops unter Berücksichtigung von Aberrationen durch die vorgestellte Simulation qualitativ gut rekonstruiert und somit vorhergesagt werden.

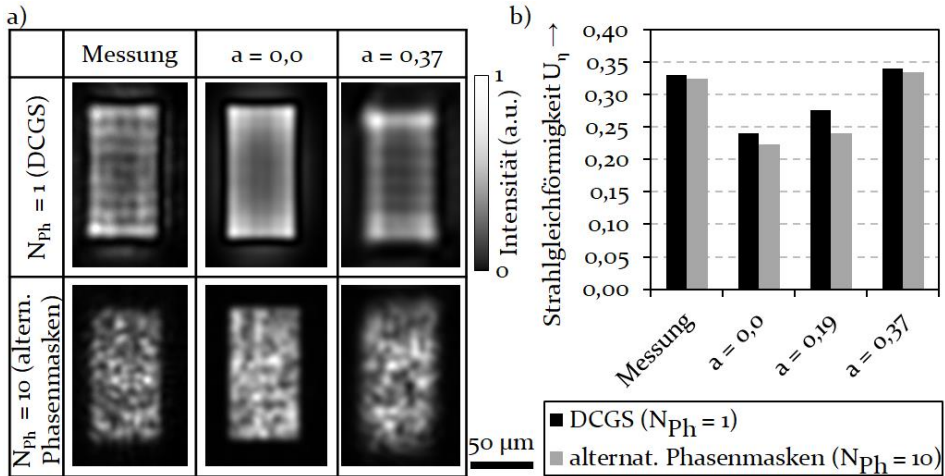


Bild 19: a) Intensitätsverteilung und b) Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta$  von gemessenen und mit Aberrationen unterschiedlicher Stärke  $a$  simulierten Flat-Top-Profilen der Größe  $50 \times 100 \mu\text{m}$ , deren Phasenmasken mittels DCGS-Algorithmus oder GSA (alternative Phasenmasken) berechnet wurden

Die experimentell bestimmte Beugungseffizienz der DCGS-basierten Phasenmasken beträgt  $\eta_{diff} = 11,2 \pm 0,38 \%$  und stimmt damit gut mit der berechneten Beugungseffizienz von  $11,1 \%$  überein. Die Beugungseffizienz dieser Methode der Speckle-Reduktion ist damit fast eine Größenordnung geringer als die Beugungseffizienz der alternativen Phasenmasken, die zu etwa  $69 \%$  ermittelt wurde. Somit liefert die Simulation der Intensitätsverteilung bereits die im Experiment gemessene Beugungseffizienz. Durch die lokale Einschränkung der Freiheit der Phasenverteilung innerhalb des

DCGS nimmt die Beugungseffizienz gegenüber den in Kapitel 5.2.1 untersuchten alternativen Phasenmasken deutlich ab. Diese nicht in die +1. Beugungsordnung gebeugte Laserstrahlung wird primär gestreut, da die Intensitäten im umliegenden Bereich und der nullten Beugungsordnung im Vergleich zur Strahlformung mit alternativen Phasenmasken ansteigen. Die nachteilige Zunahme des Rauschens um das Flat-Top ist anhand eines niedrigeren Signal-Rausch-Verhältnisses  $SRV$  feststellbar. Im Experiment wurde der Wert  $SRV_{DCGS} \approx 0,7$  bestimmt, der durch die nullte Beugungsordnung als maximale Intensität der umliegenden Bereiche  $\hat{I}_{surr}$  bestimmt wird. Demgegenüber beträgt diese Kenngröße bei der Strahlformung mit alternativen Phasenmasken mit  $SRV_{GS} \approx 6$  ein Vielfaches von  $SRV_{DCGS}$ .

Allerdings ergibt die Simulation der Intensitätsverteilung gemäß der Vorgehensweise in Kapitel 4.3.4 den Wert  $SRV_{DCGS} \approx 150$ , wobei die maximale umliegende Intensität nicht der Intensität der nullten Beugungsordnung entspricht. Demnach wird die Intensität des ungebeugten Strahls im Simulationsmodell signifikant unterschätzt. Tatsächlich besitzt der ungebeugte Strahl eine viel höhere Intensität, da das Übersprechen benachbarter Pixel die Glättung der vielen hohen Phasensprünge der Phasenmaske bewirkt. Die Glättung wiederum führt zu einer geringeren Streuung in umliegende Bereiche. Stattdessen wird ein signifikant größerer Teil des Rohstrahls ungebeugt in die Fourierebene fokussiert. Für das Verständnis der Auswirkungen des Übersprechens zwischen benachbarten Pixeln wurde das Übersprechen gemäß der Methode in [147] mit der Punktspreizfunktion in Gleichung (44) (S. 62) simuliert. Die Variation der Parameter der Punktspreizfunktion  $r_u$ ,  $r_v$  und  $\gamma_{PSF}$  dient der Untersuchung der Stärke des Übersprechens (Bild 20):

- ohne Übersprechen,
- Übersprechen des verwendeten SLM:  $r_u = 0,38$ ;  $r_v = 0,44$ ;  $\gamma_{PSF} = 0,96$  (Kapitel 5.1.2),
- starkes Übersprechen:  $r_u = 0,6$ ;  $r_v = 0,8$ ;  $\gamma_{PSF} = 0,96$ ,
- sehr starkes Übersprechen:  $r_u = 1,5$ ;  $r_v = 2,0$ ;  $\gamma_{PSF} = 0,96$ .

Die Glättung wirkt sich am stärksten auf die hochfrequenten Phasensprünge in den Bereichen außerhalb der erkennbaren Beugungsgitterstruktur der Phasenmaske aus (Bild 20a). Dort gleichen sich die Phasenwerte der Pixel abhängig von der Stärke des Übersprechens an (Bild 20b). Infolgedessen werden die Anteile des gaußförmigen Strahlprofils ungebeugt reflektiert. Demgegenüber führt die Glättung in den Bereichen entlang der zentralen vergleichsweise niederfrequenten Beugungsgitterstruktur zu einer geringeren Änderung der Phasenwerte (Bild 20c). Dadurch wird die Energie im Zentrum des gaußförmigen Rohstrahls nahezu unverändert

zum Flat-Top geformt und die Strahlqualität des Flat-Tops bleibt konstant (Bild 20d). Entsprechend des beschriebenen Zusammenhangs werden die Strahlgleichförmigkeit und die Beugungseffizienz von der Stärke des Übersprechens nur geringfügig beeinflusst, während das Signal-Rausch-Verhältnis mit stärkerem Übersprechen signifikant sinkt (Bild 20e).

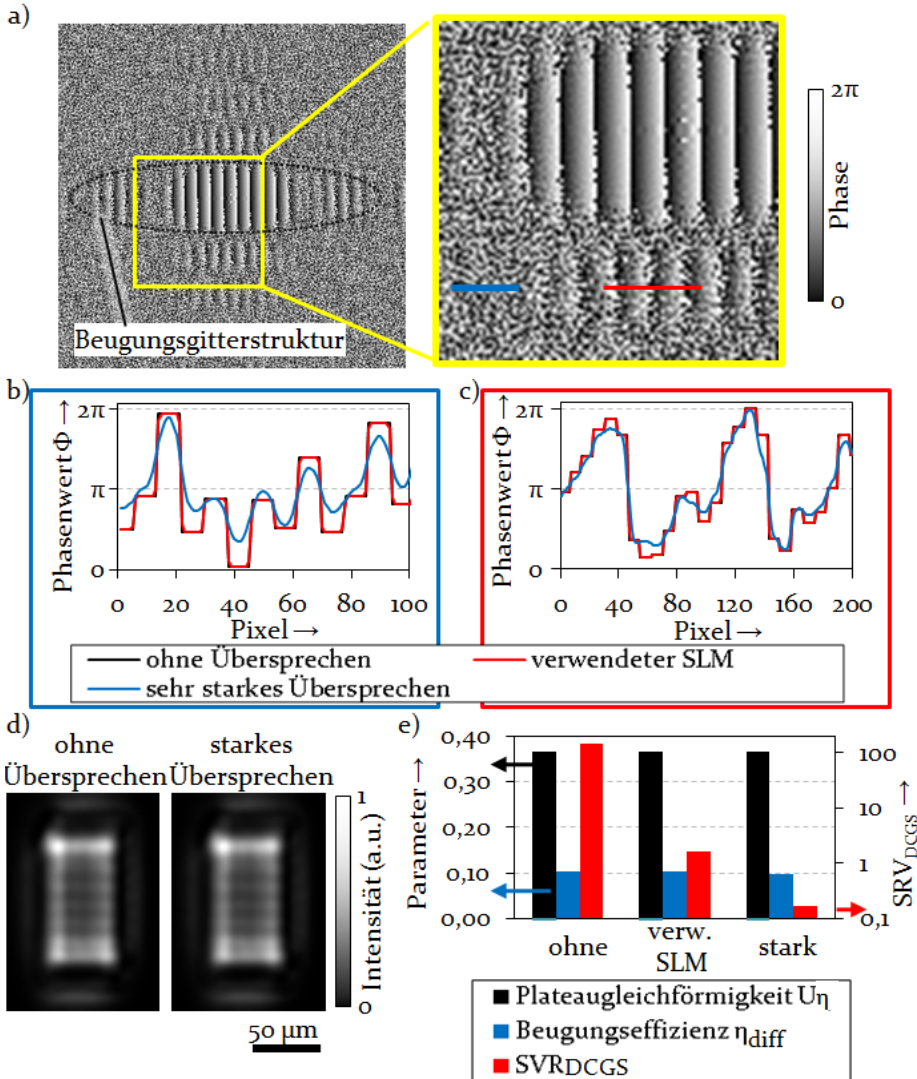


Bild 20: a) Beispielhafter zentraler Ausschnitt einer Phasenmaske zur Formung eines speckle-freien Flat-Tops; Phasenwerte entlang der b) blauen und c) roten Schnittlinie in a); d) simulierte Flat-Top-Profile bei unterschiedlicher Stärke des Übersprechens und e) Parameter der gemessenen und der mit unterschiedlich starkem Übersprechen simulierten Flat-Tops

Die Kompensation des Pixel-Übersprechens wäre bei einer Optimierung der Phasenmaske u. a. nach der Methode von Persson et. al [147] möglich, wird hier aber nicht weiter betrachtet. Denn die maßgeblichen Kenngrößen - die Strahlgleichförmigkeit und die Beugungseffizienz - werden durch das Übersprechen nicht wesentlich beeinflusst (Bild 20e). Um stattdessen das niedrige Signal-Rausch-Verhältnis zu kompensieren, wurde ein erforderlicher Raumfilter mit dem Abstand  $\Delta z \approx 3$  mm zur Fokusebene  $E_2$  (Bild 8) positioniert. Diese rechteckige Blende mit den Spaltabmaßen  $0,2 \times 2$  mm filtert den ungebeugten Anteil heraus, sodass dieser nicht zu einer Modifikation der Substratoberfläche führt. Aufgrund dieser Vorgehensweise und der Unabhängigkeit von Strahlgleichförmigkeit und Beugungseffizienz vom Pixel-Übersprechen kann der Effekt des Übersprechens im Simulationsmodell der Flat-Top-Intensitätsverteilung vernachlässigt werden. Aus diesem Grund erfolgt die Simulation des erzeugten Strahlprofils ohne die Berücksichtigung des Pixel-Übersprechens.

### 5.2.3 Reduktion der Strahlgleichförmigkeit durch Rückkopplung

Da die Intensitätsschwankungen der in Bild 19 gezeigten Flat-Top-Profile trotz erfolgter Speckle-Vermeidung noch keine Untersuchung des Materialabtrags mit einem konstanten Fluenzniveau zulassen, wurde zusätzlich eine kamerabasierte Steigerung der Homogenität des Flat-Top-Plateaus angewandt. Die kamerabasierte Rückkopplung der Abweichungen vom mittleren Intensitätsniveau des Flat-Top-Plateaus erfolgte nach dem in Kapitel 4.3.2 beschriebenen Vorgehen.

Das rechteckige Flat-Top der Größe  $30 \times 40 \mu\text{m}$  wurde zusätzlich untersucht, um in den folgenden Untersuchungen des Materialabtrags bei der vergleichsweise geringen Beugungseffizienz noch die mittlere Fluenz  $F = 1,0 \text{ J/cm}^2$  mit der verwendeten Strahlquelle zu erreichen. Innerhalb einer geringen Anzahl von Iterationen  $m = 15 - 20$  sinkt die Strahlgleichförmigkeit durch die kamerabasierte Optimierung und erreicht ein Minimum für die beiden betrachteten Flat-Top-Größen von  $U_\eta \approx 0,22$ . Diese erreichte Strahlgleichförmigkeit entspricht ungefähr der Strahlgleichförmigkeit der gemittelten Rekonstruktionen von 35 Phasenmasken mit alternativer Phasenverteilung. Damit wird mit der ausgewählten Phasenmaske nach Iteration  $m$  eine hohe Homogenität des Intensitätsplateaus erreicht (Bild 21c). Da die Intensitätsschwankung im Bereich des Flat-Top-Plateaus weniger als  $\pm 5\%$  der mittleren Flat-Top-Intensität beträgt, reicht diese Homogenität für die Untersuchungen des

Materialabtrags (Kapitel 6) in dieser Arbeit aus. Die Beugungseffizienz beträgt nach der durchgeführten Optimierung weiterhin etwa 11,2 % und wird durch die kamerabasierte Rückkopplung demnach nicht beeinflusst.

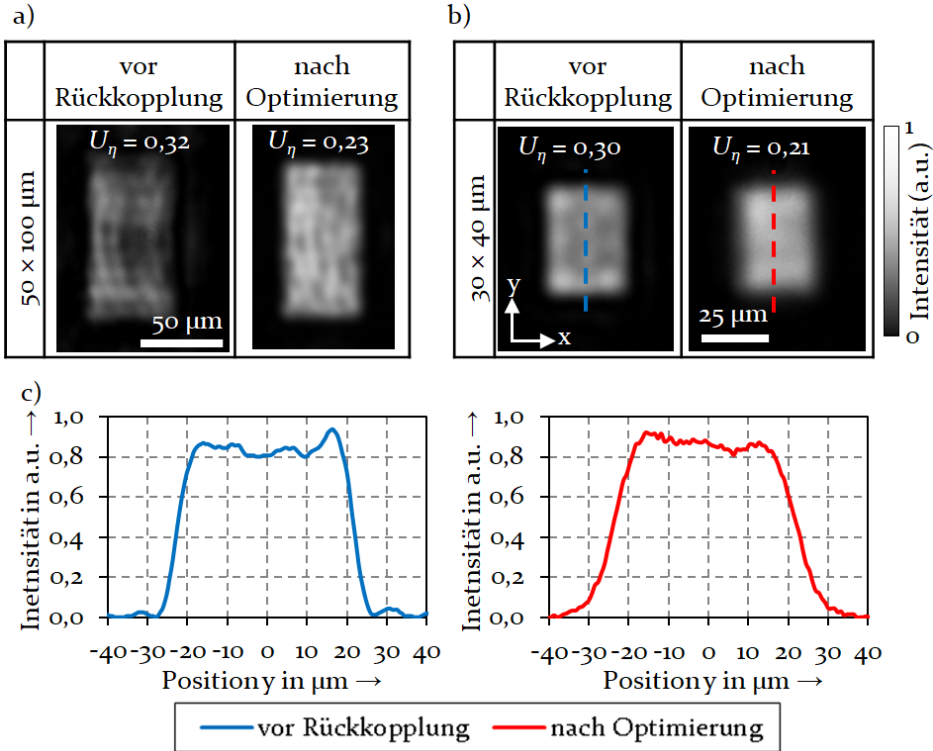


Bild 21: Flat-Top-Profile mit den Kantenlängen a)  $50 \times 100 \mu\text{m}$  und b)  $30 \times 40 \mu\text{m}$  jeweils vor und nach der kamerabasierten Optimierung einschließlich jeweiliger Strahlgleichförmigkeit  $U_\eta$  sowie c) Intensitätsverläufe des kleineren Flat-Tops entlang der in b) hervorgehobenen Schnittlinien in y-Richtung

Die Beugungseffizienz der DCGS-basierten Phasenmasken fällt damit signifikant niedriger aus als die Beugungseffizienz von starren diffraktiven optischen Elementen, die etwa 95 % beträgt [153]. Obwohl DCGS-basierte Phasenmasken aufgrund der geringen Beugungseffizienz ungeeignet für die Lasermaterialbearbeitung mit hoher Gesamteffizienz sind, besitzen diese aufgrund der erreichbaren hohen Strahlqualität in Verbindung mit der flexiblen Anpassung von Form und Abmaßen der Flat-Top-Profile sowie des Ausgleichs von Aberrationen ihre Daseinsberechtigung in der Untersuchung und Auslegung von Laserabtragsprozessen, wie sie in Kapitel 6 erfolgen.

## **6 Prozessuntersuchungen von Multipulseffekten beim Mikro-Materialabtrag**

Für die systematische Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit definierter Geometrie werden im Folgenden die Einflüsse auf das pulszahlabhängige Abtragsverhalten - die Inkubation - untersucht und deren Einflussstärke quantifiziert. Als Ergebnis der Untersuchungen der Inkubation wird ein Modell zur Berechnung der entstehenden Strukturgeometrie vorgestellt. Dieses Modell wird zunächst für den Abtrag mit gaußförmigem Intensitätsprofil und galvanometerscannerbasierter Strahlablenkung - den sequenziellen Materialabtrag (Kap. 6.3) - validiert. In Kapitel 6.4 erfolgt die Diskussion der Übertragbarkeit des Modells auf den Materialabtrag mit einer Flat-Top-Intensitätsverteilung, wie sie in Kapitel 5.2 vorgestellt wurde. Zusammenfassend wird auf Basis von Experimenten und modellbasierten Simulationen die Abtragseffizienz in Abhängigkeit der Intensitätsverteilung und weiterer Bearbeitungsparameter gegenübergestellt. Die Darstellung der Abtragseffizienzen liefert einen Ausblick auf die erreichbare Produktivität des maßhaltigen Mikro-Materialabtrags von Stahllegierungen mit Pikosekunden-Laserpulsen.

### **6.1 Inkubation bei Erzeugung von Kraterstrukturen**

Der Materialabtragsprozess wird durch zahlreiche Bearbeitungsparameter beeinflusst. Der Einfluss und die Wechselwirkung der Bearbeitungsparameter Pulszahl und Fluenz auf das Abtragsverhalten wird i. F. anhand experimenteller Untersuchungen ermittelt. Der Abtragsprozess und das Strukturergebnis werden anhand der Abtragsschwellfluenz, der effektiven Energieeindringtiefe und der Abtragseffizienz bewertet. Schwellfluenz und Eindringtiefe stellen empirische Materialparameter dar, die für die Modellierung der Strukturgeometrie Berücksichtigung finden. Zur Bestimmung dieser Kenngrößen wurden Kraterstrukturen mit definierten Pulszahlen  $N$  ohne Relativbewegung zwischen Substrat und Laserstrahl erzeugt.

#### **6.1.1 Grenzen der untersuchten Fluenzen und Pulszahlen**

Da in Abhängigkeit der absorbierten Intensität beim UKP-laserbasierten Materialabtrag wie in Kapitel 2.2 beschrieben unterschiedliche Ablationsprozesse auftreten, sind die Maßhaltigkeit als Qualitätsmerkmal und die

Abtragseffizienz fluenzabhängig. Für die meisten Anwendungen der Oberflächenfunktionalisierung ist allerdings nur der Fluenzbereich relevant, in dem eine hohe Qualität und Effizienz der Strukturierung realisiert werden können. Dementsprechend erfolgt die Untersuchung der Inkubation ausschließlich für diesen i. F. eingeschränkten Fluenzbereich.

Die Analyse der mittleren Abtragtiefe pro Puls im untersuchten Bereich der Spitzenfluenzen zwischen  $0,3 \text{ J/cm}^2$  und  $35 \text{ J/cm}^2$  zeigt für den Abtrag der Stahllegierung 1.4301 zwei charakteristische Fluenzbereiche (Bild 22). Im ersten, schraffierten Bereich - links von dem farbig hinterlegten Übergangsbereich - betragen die mittleren Abtragstiefen pro Puls bis zu  $40 \text{ nm}$ . Nach Gleichung (25) wurde die effektive Eindringtiefe des Einzelpulses ( $N = 1$ ) für die Spitzenfluenzen in diesem Bereich zu  $\delta_{\text{eff}} = 15,3 \pm 2,6 \text{ nm}$  berechnet. Diese Tiefe entspricht damit etwa der in Kapitel 4.2.4 mittels Ellipsometermessungen ermittelten optischen Eindringtiefe  $\delta_{\text{opt}} = 16,7 \text{ nm}$ . Da die effektive Energieeindringtiefe die optische Energieeindringtiefe nicht übersteigt, scheint der Energietransport durch ballistische Elektronen nicht zur Ablation in diesem Fluenzbereich beizutragen.

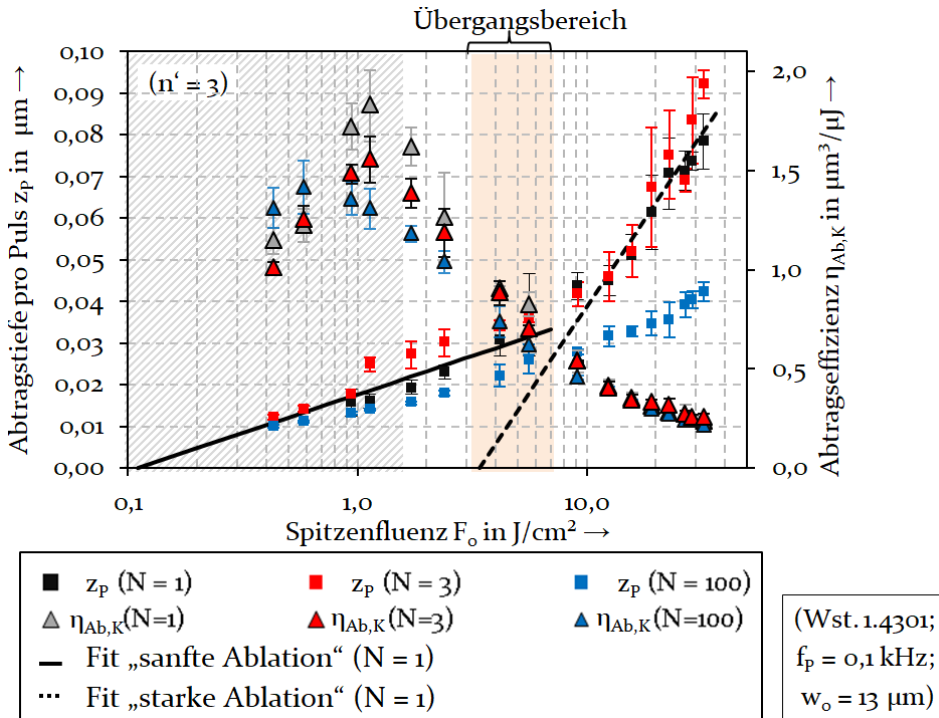


Bild 22: Mittlere Abtragtiefe pro Puls  $z_p$  und mittlere Abtragseffizienz  $\eta_{\text{Ab,K}}$  der Erzeugung von Kraterstrukturen in 1.4301 bei ausgewählten Pulszahlen  $N$

Die mit geringen Spitzenfluenzen erzeugten Kraterstrukturen weisen eine hohe Strukturqualität auf, da die Strukturtopografie durch einen deutlich abgegrenzten Strukturrand mit einer steilen Strukturflanke gekennzeichnet ist (Bild 23a). Der Strukturboden besitzt zudem ein gleichmäßiges Höhenniveau. Diese Art der Kratergeometrie ist charakteristisch für das Ergebnis der photomechanischen Ablation (Kap. 2.2.3), bei der eine zusammenhängende Scheibe aufgeschmolzenen Materials von der Substratoberfläche abgetragen wird. Mit höherer Spitzenfluenz nehmen der Durchmesser und die Dicke dieser Scheibe zu, was anhand der Zunahme von Kraterdurchmesser und -tiefe erkennbar ist (Bild 23b, c). Allerdings sind bei höheren Spitzenfluenzen z. B.  $F_o = 2,4 \text{ J/cm}^2$  für die Pulszahlen  $N = 1$  und  $N = 3$  bereits Mikrokegel als Resultat von Schmelzvorgängen [154] festzustellen (Bild 23c, e, f). Diese lokal am Grund der erzeugten Krater erstarrten kegelförmigen Erhebungen deuten somit auf einen Ablationsprozess hin, bei dem lokale Schmelzkeime beispielsweise entlang von Furchen oder Kratzern in der Substratoberfläche entstehen, das Material homogen schmilzt und der Abtrag schließlich durch Phasenexplosion stattfindet. Aufgrund der ermittelten effektiven Energieeindringtiefe im Bereich der optischen Eindringtiefe und der hohen Strukturqualität kann dieser erste Fluenzbereich der in der Literatur diskutierten sogenannten „sanften Ablation“ zugeordnet werden [155].

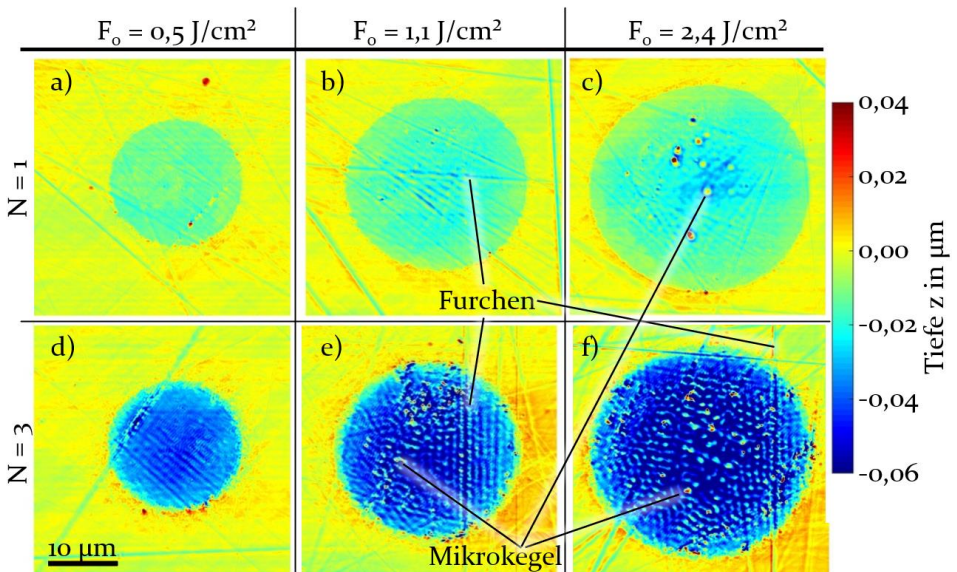


Bild 23: Topografie von Kraterstrukturen zur Beurteilung der Strukturqualität in Abhängigkeit der Spitzenfluenz für die Pulszahlen  $N = 1$  und  $N = 3$  (Werkstoff: 1.4301;  $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ )

Im zweiten Bereich bei höheren Spitzenfluenzen wurden Abtragstiefen pro Puls größer als 40 nm ermittelt. Die auf Basis der dargestellten Fitfunktion<sup>2</sup> berechnete effektive Eindringtiefe beträgt in diesem Bereich 35 nm. Dieser Wert entspricht etwa der Summe aus den theoretisch berechneten Werten der optischen Eindringtiefe und der Eindringtiefe heißer Elektronen  $\delta_{opt} + \delta_{El} = 29$  nm (Tabelle 1, Kap. 2.2.2). Somit entspricht dieser zweite Fluenzbereich der sogenannten „starken Ablation“, die durch eine signifikant höhere Abtragstiefe pro Puls charakterisiert und die Diffusionslänge der Elektronen dominiert wird [155]. Die Qualität der in diesem Fluenzbereich erzeugten Kraterstrukturen ist durch sehr unregelmäßig erstarrte Schmelzstrukturen geprägt (Bild 56, Anhang A.4). Infolge der starken Schmelzebildung treten Schmelzegrate an den Rändern der Kraterstrukturen auf. Der Schmelzegrat reduziert die Strukturqualität signifikant. Damit ist im Fluenzbereich des thermischen Abtrags der charakteristische Vorteil des UKP-laserbasierten Mikro-Materialabtrags, die obsoleete Nachbearbeitung, nicht mehr gegeben.

Der in Bild 22 schraffierte Fluenzbereich wird aufgrund der erzielten hohen Abtrageffizienz und der hohen Strukturqualität als Arbeitsbereich für den Materialabtrag zur Erzeugung von Mikrostrukturen verwendet und i. F. untersucht. Somit sind in dem für den präzisen Abtrag mit Pikosekunden-Laserpulsen relevanten Fluenzbereich die photomechanische Ablation (Spallation) und die Phasenexplosion die dominierenden Ablationsprozesse. Um die Änderung des Abtragsverhaltens und der Reflexion des fokussierten Laserstrahls ohne den Einfluss der signifikanten Änderung der Kraterquerschnittsform infolge der zunehmenden Kratertiefe zu ermitteln, wurden die Inkubation und die Reflektivität bei der Kratererzeugung mit Pulszahlen  $N \leq 200$  untersucht.

### 6.1.2 Pulszahlabhängigkeit der Abtragsschwellfluenz und der effektiven Energieeindringtiefe

Der Verlauf der pulszahlabhängigen Schwellfluenzen  $F_{th}$  für den Abtrag von Stahllegierungen zeigt das für metallische Werkstoffe bekannte Sinken mit zunehmender Pulszahl für Pulszahlen  $N < 100$  (Bild 24). Der Abtrag mittels Einzelpuls  $N = 1$  erfordert die Überschreitung der höchsten Schwellfluenz, während für mehr als  $N \approx 100$  Pulse keine signifikante Änderung der Schwellfluenz innerhalb der Standardabweichung festzustellen ist. Die

---

<sup>2</sup> Ermittelt nach dem Trust-Region-Verfahren.

Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Pulszahl kann mittels zweier empirischer ermittelter Ausgleichsfunktionen modelliert werden. Die Fitfunktion<sup>3</sup> des Modells nach Jee et al. (i. F. Modell 1, Gl. (22), Kap. 2.4.1) stimmt für die Pulszahlen  $50 \leq N \leq 200$  gut mit den ermittelten Schwellfluenzen z. B. für 1.4301 überein. Allerdings weicht der Kurvenverlauf der Funktion qualitativ stark vom Verlauf der Messwerte ab, was insbesondere anhand der Abweichungen der Schwellfluenzen für  $N < 50$  erkennbar ist. Demgegenüber weist die Fitfunktion<sup>3</sup> des Modells nach Ashkenasi et al. (i. F. Modell 2, Gl. (23) Kap. 2.4.1) über den gesamten Pulszahlbereich  $1 \leq N \leq 200$  eine geringe Abweichung von den ermittelten werkstoffspezifischen Werten von  $F_{th}$  auf (Bild 24a). Im Gegensatz zu Modell 1 wird durch Modell 2 das bei den Pulszahlen  $N > 100$  festgestellte Stagnieren der Schwellfluenzen berücksichtigt. Entsprechend der in Bild 24a dargestellten Fitfunktion<sup>3</sup> (1.4301 Fit #2) sinkt die Schwellfluenz bereits ab  $N = 80$  um weniger als 0,5 % gegenüber der Schwellfluenz der vorherigen Pulszahl. Gemäß dieser Definition ist der stationäre Zustand oder Sättigungszustand der Pulszahlabhängigkeit der Schwellfluenz ab  $N = 80$  Laserpulsen für die Stahllegierung 1.4301 erreicht. Die starke Pulszahlabhängigkeit der Schwellfluenz wird anhand des Verhältnisses der exemplarischen Schwellen des Abtrags mittels Einzelpuls und im gesättigten Zustand  $F_{th}(N=1)/F_{th}(=F_{th,Sat}) \approx 4$  deutlich. Dementsprechend erfordert der Materialabtrag mittels Einzelpuls etwa das Vierfache der für den Abtrag mit 100 Pulsen notwendigen Fluenz.

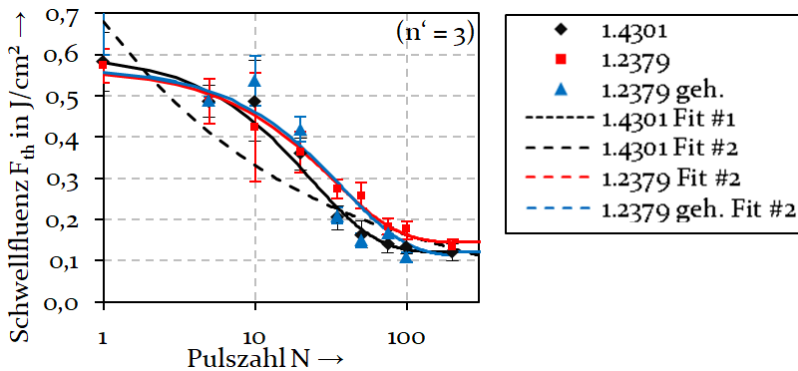


Bild 24: Pulszahlabhängige Schwellfluenzen ermittelt nach der Zerstörschwellen-Methode für drei Stahllegierungen ( $f_p = 0,1$  kHz;  $w_o = 15$   $\mu$ m)

Für die Schwellfluenzen der drei Stahllegierungen im betrachteten Pulszahlbereich  $1 \leq N \leq 200$  besitzt das Modell 2 nach Gl. (23) stets eine höhere

<sup>3</sup> Ermittelt nach dem Trust-Region-Verfahren.

Anpassungsgüte als das Modell 1 nach Gl. (22) (Bild 25a). Aufgrund der höheren Anpassungsgüte und da die sequenzielle Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit Tiefen  $z_S > 1 \mu\text{m}$  in Stahlwerkstoffen mehr als 100 Pulse erfordert, wird die Modellierung der Materialparameter i. F. ausschließlich auf der Basis des Modells 2 (Gl. (23)) diskutiert. Die Schwellfluenzen des Einzelpulses  $F_{th}(N=1)$  sowie im gesättigten Zustand  $F_{th}(=F_{th,Sat})$  zeigen keine signifikante Abhängigkeit von der Stahllegierung, da alle Mittelwerte jeweils innerhalb der Standardabweichungen liegen (Bild 25b).

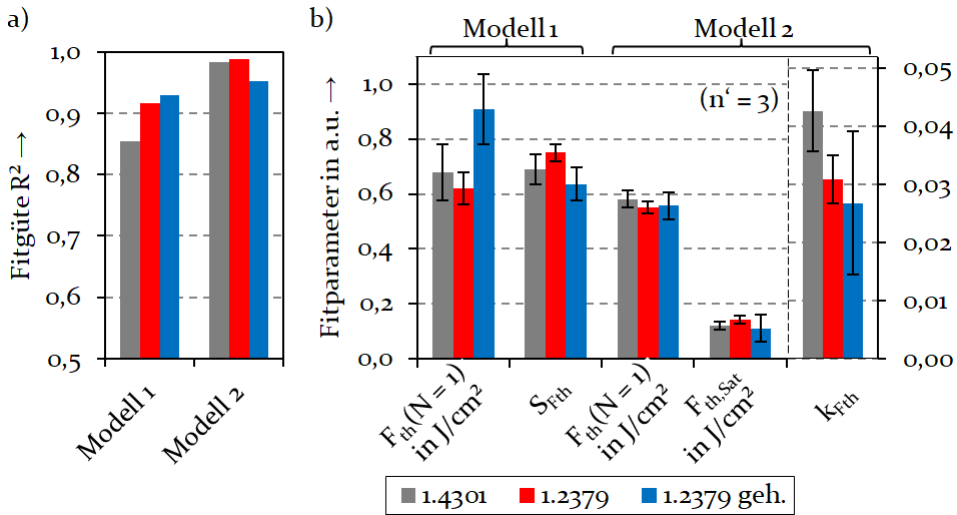


Bild 25: a) Fitgüten und b) Parameter der Fitfunktionen nach Jee (Modell 1) und Ashkenasi (Modell 2) für die pulszahlabhängige Schwellfluenz  $F_{th}$  ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ;  $w_o = 15 \mu\text{m}$ )

Als weiterer Materialparameter für die Beurteilung des pulszahlabhängigen Abtragsverhaltens und die Berechnung der Strukturgeometrie muss die mittlere effektive Energieeindringtiefe (i. F. Energieeindringtiefe) bekannt sein (Kap. 2.3). Gemäß Gleichung (25) entspricht die Zunahme der Abtragstiefe pro Puls bei steigender Spitzenfluenz definitionsgemäß der Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$  (Kap. 4.3.7). Da die Abtragstiefe pro Puls von der Pulszahl beeinflusst wird (Bild 26), hängt die Energieeindringtiefe ebenfalls von der Pulszahl ab. Zur Beschreibung dieser Abhängigkeit ist in der Wissenschaft bislang die analytische Funktion nach Žemaitis et al. [84] bekannt (Kap. 2.4.1). Allerdings beruht diese Funktion auf dem experimentell beobachteten Stagnieren der Kratertiefe und demzufolge dem Absinken der Abtragstiefe pro Puls auf  $z_P = 0 \text{ nm}$ . Da das Stagnieren der Kratertiefe in den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit nicht festgestellt wurde, wird die Beschreibung der Pulszahlabhängigkeit basierend auf Gleichung (23) überprüft. Die Wahl dieser Fitfunktion begründet sich im Verlauf der

Abtragtiefe pro Puls bei steigender Pulszahl, wie er in Bild 26 für unterschiedliche Spitzenfluenzen und Substrate veranschaulicht ist.

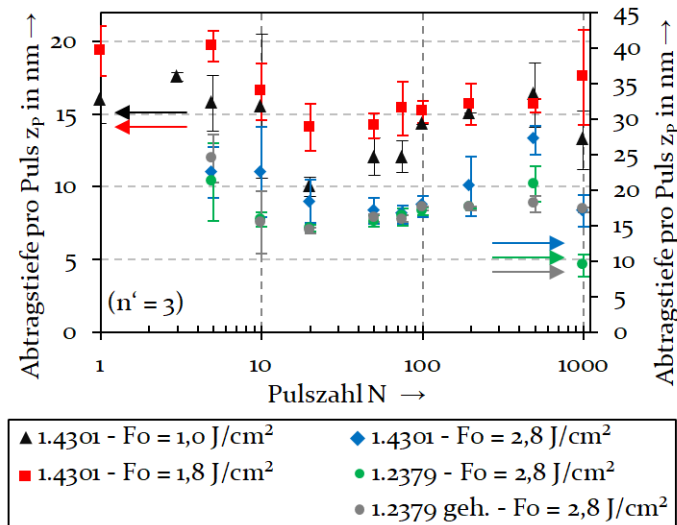


Bild 26: Abhängigkeit der mittleren Abtragtiefe pro Puls von der Pulszahl für unterschiedliche Spitzenfluenzen und Substrate ( $f_p = 0,1$  kHz;  $w_o = 15$   $\mu$ m)

Für alle dargestellten Spitzenfluenzen ist derselbe qualitative Verlauf ersichtlich. Für niedrige Pulszahlen  $N \leq 5$  werden die höchsten mittleren Abtragstiefen pro Puls beobachtet. Mit steigender Pulszahl sinkt die mittlere Abtragtiefe pro Puls, bis sie im Bereich von 20 bis 50 Pulsen ein lokales Minimum erreicht, bei dem sie stagniert. Für Pulszahlen  $N \geq 100$  ist je nach Spitzenfluenz und Material eine geringe Zunahme der mittleren Abtragtiefe pro Puls zu beobachten. Diese geringe Zunahme wird nicht zwingend durch eine steigende Energieeindringtiefe verursacht, sondern kann ebenfalls auf die Zunahme der absorbierten Spitzenfluenz bei höheren Pulszahlen zurückgeführt werden (Kap. 6.2.1). Für Pulszahlen  $N > 500$  ist fluenz- und materialabhängig die signifikante Änderung der mittleren Abtragtiefe pro Puls einschließlich der Zunahme der Standardabweichung feststellbar. Dieser Trend für sehr hohe Pulszahlen kann eine Folge des hohen Aspektverhältnisses der Krater von  $A_K > 0,5$  und den resultierenden Einfallswinkeln von  $\varepsilon > 45^\circ$  sein. Infolgedessen treten bei diesen Kratergeometrien Effekte wie Mehrfachreflexionen oder eine Änderung der Reflexion durch veränderte Einfallswinkel auf. Die veränderte Reflexion führt zur lokalen Variation der absorbierten Energie. Da diese primär durch die Geometrie verursachten Effekte für die Erzeugung von 2,5D-Strukturen nicht maßgeblich sind und nicht berücksichtigt werden, erfolgt die Darstellung der Pulszahlabhängigkeit

der Energieeindringtiefe lediglich bis zur Pulszahl  $N = 200$ . Basierend auf Gleichung (23) beschreibt Gleichung (46) die Pulszahlabhängigkeit der Energieeindringtiefe:

$$\delta_{eff}(N) = \delta_{eff}(\infty) + [\delta_{eff}(1) - \delta_{eff}(\infty)] \cdot e^{-k_{\delta} \cdot (N-1)} \quad (46)$$

Diese Abhängigkeit wird somit durch das zunächst hohe Niveau der Energieeindringtiefe des Einzelpulses  $\delta_{eff}(1)$  und das anschließende Sinken auf ein konstantes Niveau mit einer minimalen Energieeindringtiefe, der Energieeindringtiefe im Sättigungszustand  $\delta_{eff}(\infty) = \delta_{eff,Sat}$ , beschrieben. Die Stärke des Sinkens wird durch den materialspezifischen Inkubationskoeffizienten der Eindringtiefe  $k_{\delta}$  ausgedrückt.

Entsprechend der in Bild 26 dargestellten Abtragstiefen pro Puls nehmen die ermittelten Energieeindringtiefen von 1.4301 mit steigender Pulszahl ebenfalls ab, bis bei dem Minimalwert  $\delta_{eff,Sat} \approx 6$  nm ein stationärer Zustand erreicht wird (Bild 27a). Unter Anwendung der Fitfunktion nach Ashkenasi für die Energieeindringtiefe wird dieser Sättigungszustand mit  $\delta_{eff,Sat}$  bei  $N = 62$  Laserpulsen erreicht. Das Verhältnis der Energieeindringtiefen  $\delta_{eff}(1)/\delta_{eff,Sat}$  beträgt etwa 2,5. Demnach fällt die Abnahme der Energieeindringtiefe vom Einzelpuls bis zum stationären Zustand geringer aus als die entsprechende Abnahme der Schwellfluenz. Aus diesem Grund ist die Abnahme der Schwellfluenz nicht ausschließlich auf die Änderung der Energieeindringtiefe zurückzuführen. Infolge der Änderung von Schwellfluenz und Energieeindringtiefe hängt die mittlere Abtragseffizienz der Erzeugung von Kraterstrukturen  $\eta_{Ab,K}$  ebenfalls von der Pulszahl ab (Bild 27b). Gemäß Gleichung (42) wurde die Abtragseffizienz aus dem Kratervolumen, der Pulsenergie und der Pulszahl berechnet. Die Analyse der mittleren Abtragseffizienz erlaubt beispielweise im Zuge der Auslegung von Laserprozessen die Berechnung der Energiemenge, die für den Abtrag eines definierten Volumens mit Multipulsen notwendig ist.

Pulszahlübergreifend erreicht  $\eta_{Ab,K}$  für Spitzenfluenzen jeweils knapp unter  $1,0 \text{ J/cm}^2$  das globale Maximum. Die Abtragseffizienz nimmt mit steigender Pulszahl im dargestellten Bereich  $35 \leq N \leq 200$  zu. Die Einflussgrößen auf dieses Inkubationsverhalten und deren Einflussstärke werden in Kapitel 6.2 quantifiziert und diskutiert.

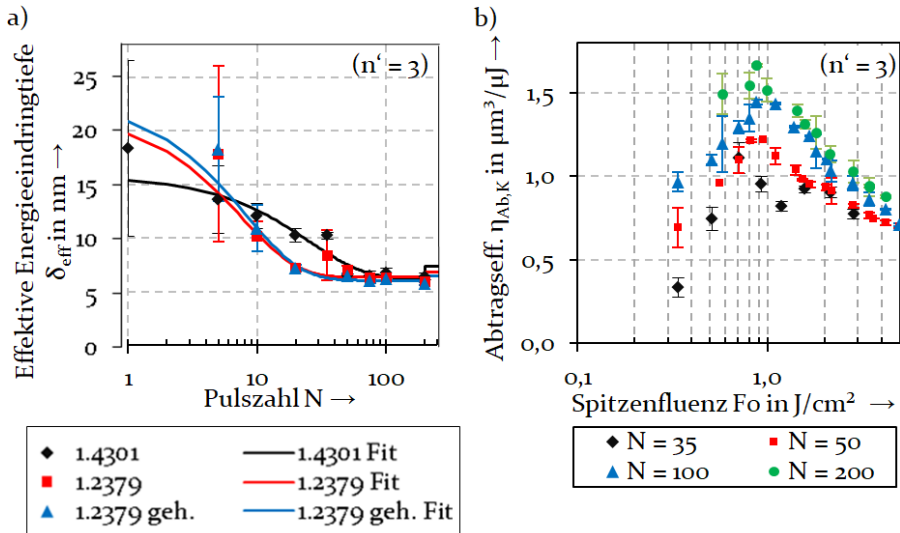


Bild 27: a) Pulszahlabhängige effektive Energieeindringtiefe für die Werkstoffe 1.4301, 1.2379 und 1.2379 geh. berechnet nach Gleichung (25) sowie b) fluenzspezifische mittlere Abtrags-effizienz  $\eta_{\text{Ab,K}}$  bei der Erzeugung von Kraterstrukturen in 1.4301 mit unterschiedlichen Pulszahlen  $N$  ( $f_p = 0,1$  kHz;  $w_o = 15$   $\mu\text{m}$ )

### 6.1.3 Einfluss der Stahllegierung

Die pulszahlabhängigen Schwellfluenzen in Bild 24a offenbaren, dass im Rahmen der Standardabweichungen kein signifikanter Einfluss der Werkstoffe 1.4301, 1.2379 und 1.2379 (geh.) auf die pulszahlabhängigen Abtragungsschwellen feststellbar ist [156]. Diese Aussage wird durch die Ergebnisse der Fitparameter der Inkubationsmodelle 1 und 2 sowie die Fitparameter in Bild 25b (Kap. 6.1.2, S. 78) unterstützt. Die Schwellfluenz für den Einzelpuls  $F_{th}(N=1)$  stimmt für Modell 2 jeweils für die drei Werkstoffe im Rahmen der Standardabweichung überein. Ebenso betragen die Inkubationskoeffizienten legierungsübergreifend  $S_{F_{th}} \approx 0,69 \pm 0,05$  und  $k_{F_{th}} \approx 0,037 \pm 0,005$  für Modell 1 bzw. 2. Das Niveau der gesättigten Schwellfluenz  $F_{th,Sat} \approx 0,12$   $\text{J}/\text{cm}^2$  nach Modell 2 wird nach ähnlichen Pulszahlen im Bereich  $N_{Sat} = 79 - 95$  erreicht. Die genannten Schwellfluenzen  $F_{th}(N)$  und Inkubationskoeffizienten  $S_{F_{th}}$  liegen im Bereich der Untersuchungsergebnisse des ps-Laserabtrags von Stählen anderer Forschergruppen (Tabelle 2, Kap. 2.4.1). Somit besitzen die unterschiedlichen mechanischen, optischen und thermophysikalischen Werkstoffeigenschaften der Stahllegierungen (Kap. 4.2) keine signifikante Auswirkung auf die zuvor genannten Materialparameter  $F_{th}(N)$  und  $S_{F_{th}}$ . Demgegenüber zeigen die ermittelten mittleren effektiven Energieeindringtiefen  $\delta_{\text{eff}}$  in Bild 27a einen deutlichen Einfluss der Werkstoffeigenschaften auf die effektive Energieeindringtiefe.

eindringtiefen zumindest für die niedrigen Pulszahlen  $N \leq 10$  eine geringe Abhängigkeit von der Stahllegierung (Tabelle 11). Allerdings besitzen die zugrundeliegenden Messwerte der Energieeindringtiefen große Standardabweichungen (Bild 27a), die auf den geringen Abtragstiefen im niedrigen zweistelligen nm-Bereich und der Tiefenauflösung des Messgerätes von 12 nm beruhen. Für Pulszahlen  $N \geq 50$  weisen sowohl die Messwerte der Eindringtiefe als auch die mittels der Fitfunktion ermittelte Eindringtiefe im Sättigungszustand im Rahmen der Konfidenzintervalle keine Werkstoffabhängigkeit auf. So kann die Eindringtiefe im stationären Zustand legierungsübergreifend mit  $\delta_{\text{eff,Sat}}(N \rightarrow \infty) = 6,2 \pm 0,14$  nm angenommen werden.

Tabelle 11: Materialparameter der Stahllegierungen resultierend aus dem Fit der pulszahl-abhängigen effektiven Energieeindringtiefen nach Gleichung (46): Eindringtiefe des Einzelpulses  $\delta_{\text{eff}(1)}$  und im Sättigungszustand  $\delta_{\text{eff}(\infty)}$  sowie Inkubationskoeffizient der Eindringtiefe  $k_{\delta}$  ( $f_p = 0,1$  kHz;  $w_o = 15$   $\mu\text{m}$ ;  $n' = 3$ )

Werkstoff	$\delta_{\text{eff}(1)}$ in nm	$\delta_{\text{eff}(\infty)}$ in nm	$k_{\delta}$
1.4301	$15,3 \pm 2,6$	$6,3 \pm 0,8$	$0,039 \pm 0,019$
1.2379	$19,7 \pm 3,0$	$6,3 \pm 0,3$	$0,133 \pm 0,032$
1.2379 geh.	$20,8 \pm 3,0$	$6,0 \pm 0,3$	$0,123 \pm 0,027$

Die mittlere Abtragseffizienz zeigt trotz dieser Übereinstimmung der Schwellfluenzen und der Energieeindringtiefen im Sättigungszustand eine Abhängigkeit von der Stahllegierung (Bild 28a). Die unterschiedliche Abtragseffizienz ist nicht nur für  $N = 100$  Pulse feststellbar, sondern tritt auch bei den weiteren exemplarischen Pulszahlen  $N = 50$  und  $N = 200$  auf. Die Legierung 1.4301 mit der geringsten Härte der untersuchten Stähle besitzt die höchste Abtragseffizienz. Hinsichtlich des Einflusses der mechanischen Werkstoffeigenschaften zeigt sich bei der Legierung 1.2379, dass die Abtragseffizienz der gehärteten Substrate (1.2379 geh.) für 50 Pulse niedriger ist als die der weichgeglühten Substrate (Bild 28b).

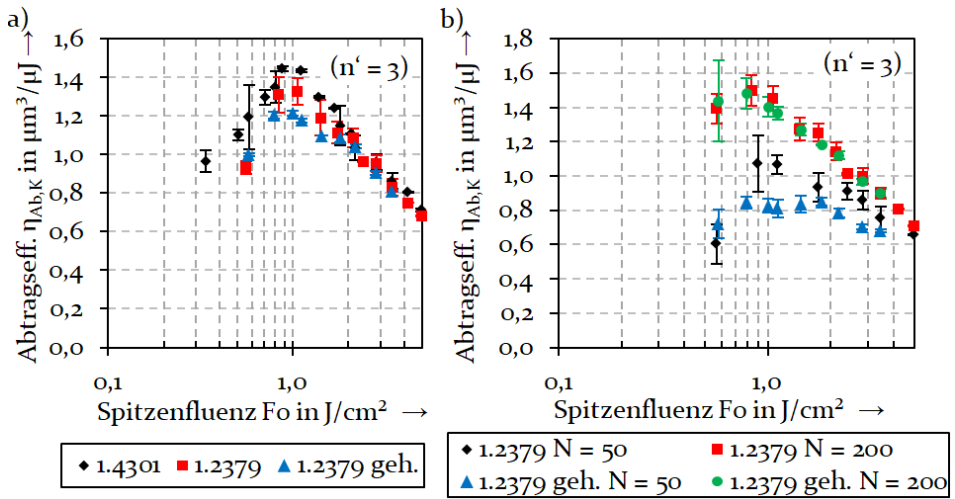


Bild 28: Mittlere Abtragseffizienz  $\eta_{Ab,K}$  a) der Stähle 1.4301, 1.2379 und 1.2379 gehärtet für  $N = 100$  sowie b) der beiden mechanischen Zustände der Stahllegierung 1.2379 für  $N = 50$  und  $N = 200$  ( $f_p = 0,1$  kHz;  $w_o = 15$   $\mu\text{m}$ )

Diese Abhängigkeit von der Substrathärte sinkt mit steigender Pulszahl und Spitzenfluenz. So fällt der Effizienzunterschied durch die Substrathärte für  $N = 200$  kleiner aus als die Standardabweichung (Bild 28b). Zudem ist für Spitzenfluenzen  $F_o \geq 2,0$   $\text{J}/\text{cm}^2$  keine Abhängigkeit der Abtragseffizienz von der Legierung und von der Härte zu beobachten. Demnach bewirkt die laserinduzierte Änderung der Eigenschaften der umliegenden Materialbereiche die Angleichung der Abtragseffizienz bei höheren Pulszahlen. Dieses Angleichen für hohe Pulszahlen ist auch auf die verschiedenen Werkstoffe 1.4301 und 1.2379 übertragbar (Bild 28a).

Die beobachtete Werkstoffabhängigkeit der Abtragseffizienz kann auf mehrere Eigenschaften der Substrate zurückgeführt werden. Eine mögliche Ursache sind die unterschiedlichen Substrathärten. Wäre ausschließlich die Härte die maßgebliche Ursache, so könnte anhand der Versuchsergebnisse in Bild 28a die Schlussfolgerung gezogen werden, dass eine niedrigere Härte eine höhere Abtragseffizienz bewirkt. Allerdings sind einige thermophysikalische Eigenschaften der Legierung 1.2379 unbekannt, z. B. der Elektronen-Gitter-Kopplungsparameter oder die Wärmekapazität der Elektronen. Da die Legierungen 1.4301 und 1.2379 unterschiedliche Gitterstrukturen besitzen (Kap. 4.2.2), können sich auch deren thermophysikalischen Eigenschaften unterscheiden. Denn Simulationen von Lin et al. haben gezeigt, dass der Kopplungsparameter und die Elektronenwärmekapazitäten von kubisch-flächenzentriertem- und kubisch-raumzentriertem Eisen verschieden sind [49]. Dementsprechend können neben den mecha-

nischen Eigenschaften auch unterschiedliche thermophysikalische Parameter zu den unterschiedlichen Abtragseffizienzen beitragen.

Die Abhängigkeit der Abtragseffizienzunterschiede von der Spitzenfluenz weist darauf hin, dass im Fluenzbereich des Effizienzmaximums photomechanische Ablationsvorgänge signifikant zum Materialabtrag beitragen. Denn das Ablösen einer kappenförmigen Schicht infolge extremer Zugspannungen kann durch die mechanischen Substrateigenschaften beeinflusst werden und die beobachteten Effizienzunterschiede verursachen. Demgegenüber ist die in das Material eingekoppelte Energiemenge bei höheren Spitzenfluenzen von  $F_0 \geq 2,0 \text{ J/cm}^2$  ausreichend hoch, um Ablation durch Phasenexplosion auszulösen. Durch die starke Anregung des Elektronensystems werden etwaige Unterschiede der Elektronen-Gitter-Kopplung oder der mechanischen Eigenschaften kompensiert, sodass keine werkstoffabhängigen Effizienzunterschiede feststellbar sind. Basierend auf den Untersuchungsergebnissen des Einflusses der Stahllegierung auf die Abtragseffizienz kann somit Hypothese H1 nicht bestätigt werden, da die mechanischen Eigenschaften einer Stahllegierung die erreichbare maximale Abtragseffizienz durchaus beeinflussen können.

#### 6.1.4 Einfluss des Spotradius

Die Vergrößerung der bestrahlten Fläche bietet eine Möglichkeit, die Abtragsrate als Maß für die Produktivität des Laser-Mikro-Materialabtrags zu steigern [69]. Um die Auswirkung der Anpassung des Radius eines Laserspots mit gaußförmiger Intensitätsverteilung auf die Inkubation von Stahllegierungen zu ermitteln, wurde der Abtrag der Werkstoffe 1.4301 und 1.2379 mit den Spotradien  $w_0 \approx 6,5 \mu\text{m}$ ,  $15 \mu\text{m}$  und  $36 \mu\text{m}$  untersucht.

Für beide Stähle ist kein Einfluss des Spotradius auf die Schwellfluenz erkennbar, da die Kurvenverläufe des Inkubationsmodells 2 ab  $N = 10$  deckungsgleich im Rahmen der Konfidenzintervalle liegen (Bild 29a). Diese Beobachtung widerspricht zunächst dem Ergebnis von Armbruster et al., die für den fs-Laserabtrag von 1.4301 bei Spotradien im einstelligen Mikrometer-Bereich signifikant höhere Schwellfluenzen als für Spotradien  $w > 13 \mu\text{m}$  festgestellt haben. Das in [78] beobachtete Auftreten des Übergangsbereichs mit der Abnahme der Schwellen bei steigendem Spotradius begründen die Autoren mit dem Einfluss von intrinsischen Defekten, welche infolge erhöhter Absorption die Zunahme der eingekoppelten Energie bewirken. Korngrenzen stellen ebenfalls die Absorption erhöhende intrinsische Defekte dar. Während der mittlere Abstand zwischen zwei Defekten

des Stahls 1.4301 in [78] mit  $13 \pm 1 \mu\text{m}$  angegeben wird, betragen die mittleren Korngrößen der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Substrate aus 1.4301 und 1.2379 nur  $7,8 \pm 1,7 \mu\text{m}$  und  $5,2 \pm 0,9 \mu\text{m}$  (Kap. 4.2.2). Da dieser mittlere Defektabstand damit nicht signifikant größer als die untersuchten Spotradien ist, kann keine Zunahme der Schwellfluenz mit der Abnahme des Spotradius beobachtet werden. Die Schwellfluenzen in Bild 29a und die in [78] für Spotradien  $w > 13 \mu\text{m}$  aufgetragenen Schwellfluenzen zeigen eine hohe Übereinstimmung.

Obwohl die Schwellfluenz keine Abhängigkeit vom Spotradius zeigt und die Abtragseffizienz bei konstanter Schwellfluenz und Energieeindringtiefe gemäß Gleichung (11) nicht vom Spotradius  $w_0$  abhängt, wurde ein Einfluss des Spotradius auf die Abtragseffizienz festgestellt. Denn mit Zunahme des Spotradius sinkt, insbesondere bei Spitzenfluenzen  $F_0 > 1 \text{ J/cm}^2$ , die Abtragseffizienz (Bild 29b). Als Ursache hierfür sind die unterschiedlich effizienten fluenzabhängigen Phasenübergänge zu vermuten, die bei dem verwendeten gaußförmigen Intensitätsprofil auftreten. Bei größerem Spotradius kann der Beitrag energieeffizienter photomechanischer Ablationsvorgänge zum gesamten Abtragsprozess aufgrund der größeren Ausdehnung des bestrahlten Bereichs sinken. Ähnlich begründen Zhang et al. die experimentell beobachtete Effizienzabnahme mit größerem Spotradius beim Abtrag von Kupfer mit ps-Laserpulsen anhand von Simulationsergebnissen. Demnach bewirkt die höhere kinetische Energie im Spotzentrum einen effizienteren Schmelzeaustrieb mit einem kleinen Laserspot [157]. Folglich beschreibt die logarithmische Abhängigkeit der Abtragstiefe von der Spitzenfluenz (Gl. (9)) den realen Abtragsprozess bei großen Spotdurchmessern nicht mehr realitätsgetreu.

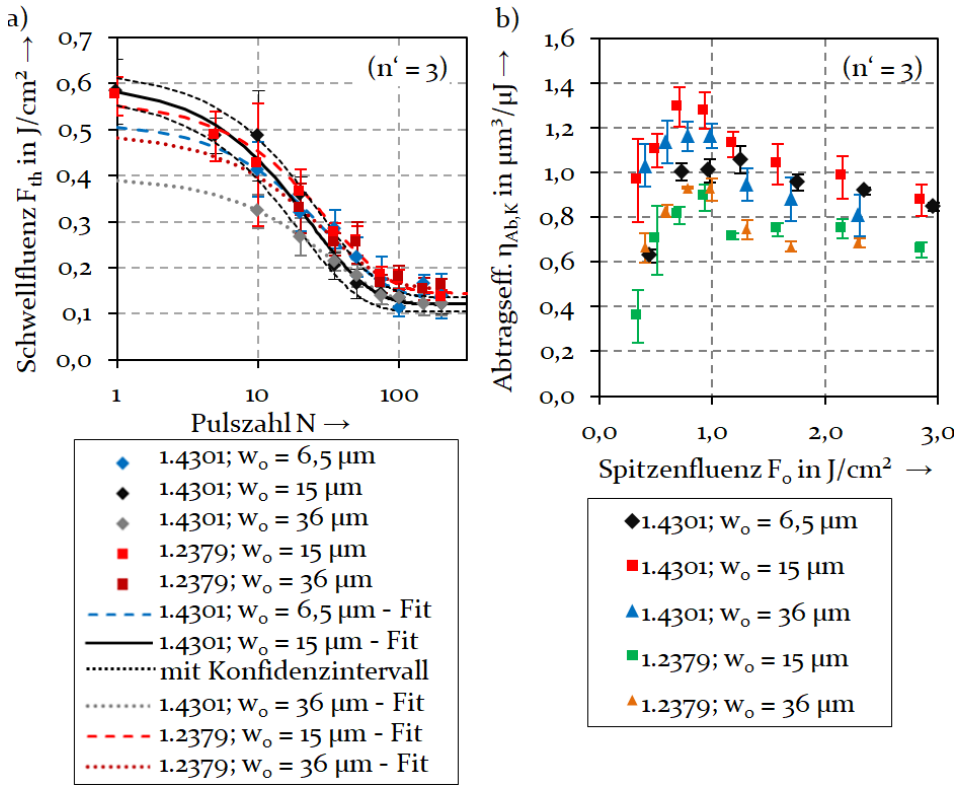


Bild 29: Einfluss des Laserspotradius auf die werkstoffspezifische a) Schwellfluenz (mit Fitfunktion nach Modell 2) sowie b) auf die Abtragseffizienz für  $N = 100$  von Legierung 1.4301 und 1.2379 ( $f_p = 0,1$  kHz)

Somit besitzt die Vergrößerung des Spotradius zur Steigerung der Produktivität des Mikro-Materialabtrags mit Gaußprofil zwei potenzielle Nachteile: Neben der erforderlichen größeren Strukturbreite und -länge ist die Reduktion der Abtragseffizienz unerwünscht. Die simultane Bestrahlung und Strukturierung von größeren Flächen erfordert demnach die Anpassung der Intensitätsverteilung, um die Fluenz mit maximaler Abtragseffizienz zu nutzen.

## 6.2 Ursachen der Inkubation

Um die Ursachen der Änderungen von Schwellfluenz und Abtragseffizienz der Stahllegierungen zu ermitteln und die dominanten Einflüsse auf das Inkubationsverhalten zu bestimmen, wurden Messungen der pulszahlabhängigen Reflektivität durchgeführt. Durch die Kenntnis der

Reflektivität wird i. F. die tatsächliche pulszahlabhängige Energieeindringtiefe berechnet. Zusätzlich wurde die chemische Zusammensetzung der laserbearbeiteten Oberflächen analysiert.

### 6.2.1 Abnahme der Reflektivität

Die Messung der pulszahlabhängigen Reflektivität erfolgte mit dem in Kapitel 4.1.2 beschriebenen Aufbau. Die Reflektivitäten bei der Spitzenfluenz  $F_0 = 0,02 \text{ J/cm}^2$ , unterhalb der Abtragsschwellfluenz, sowie für den ersten Puls der Spitzenfluenz  $F_0 = 0,5 \text{ J/cm}^2$  stimmen sehr gut mit dem Ergebnis der Reflexionsmessungen mittels Ellipsometer von  $R \approx 67 \%$  für Legierung 1.4301 überein. Da die Messungen für die Substrate aus 1.2379 ebenfalls eine hohe Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Ellipsometermessungen (Kap. 4.2.4) zeigen, ist die Fähigkeit des Systemaufbaus zur Reflexionsmessung mittels Ulbricht-Kugel hinreichend bestätigt.

Für alle Fluenzen sinkt die Reflektivität der bestrahlten Substratoberfläche mit steigender Pulszahl (Bild 30a). Während der ersten 20 bis 30 Laserpulse fällt die Reflektivität für Spitzenfluenzen  $F_0 < 4 \text{ J/cm}^2$  am stärksten - je nach Spitzenfluenz um bis zu 60 % vom Ausgangszustand - ab. Anschließend nimmt die Reflektivität um maximal 10 % des Anfangswertes bis  $N = 200$  ab. Demgegenüber sinkt die Reflektivität bei höheren Spitzenfluenzen  $F_0 > 10 \text{ J/cm}^2$  nahezu konstant um etwa -1,7 % pro jeweils 10 Laserpulsen. Für die ersten 5 Laserpulse mit der Spitzenfluenz  $F_0 = 16 \text{ J/cm}^2$  liegt die mittlere Reflektivität  $R = 54,8 \pm 2,6 \%$  zudem signifikant unter den bei geringen Spitzenfluenzen für den ersten Puls gemessenen Werten. Diese anfänglich geringere Reflexion deutet darauf hin, dass die Elektronentemperatur aufgrund der hohen Intensität bereits während des Pulses stark ansteigt und eine temperaturabhängige Änderung des komplexen Brechungsindex auftritt. Beispielsweise haben Rapp et al. bei der Bestrahlung von Molybdän mit einem Femtosekunden-Laser bereits nach 2 ps die Abnahme der Reflektivität und die Zunahme der optischen Eindringtiefe beobachtet [158].

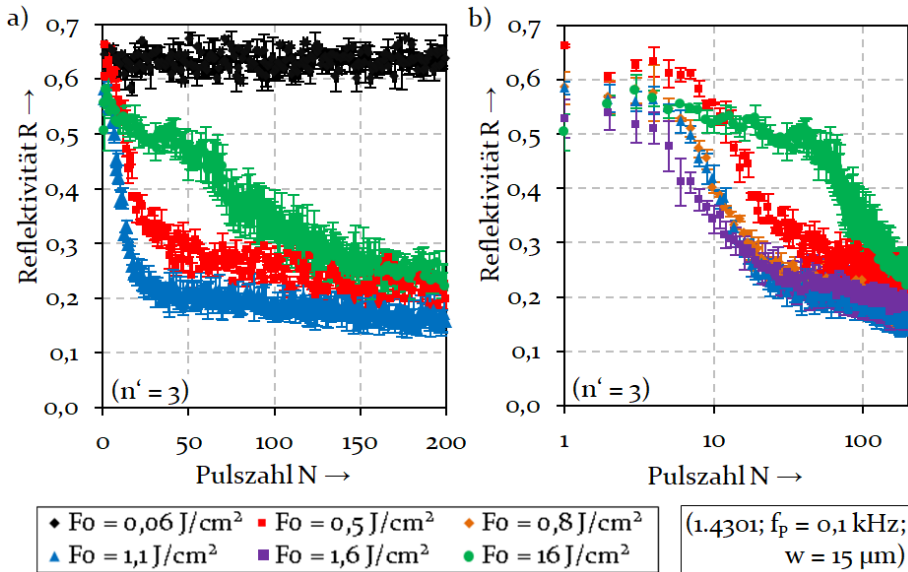


Bild 30: Spitzenfluenzabhängige Abnahme der Reflektivität mit der a) linear und b) logarithmisch skalierten Pulszahl  $N$  (Werkstoff: 1.4301,  $f_p < 0,1$  kHz;  $w_o = 15$   $\mu\text{m}$ )

Als primäre Ursache der pulszahlabhängigen Abnahme der Reflektivität wurde die Änderung der Morphologie des Kraterbodens durch den Laserabtrag untersucht. Die Topografie des Kraterbodens verändert sich durch die Bildung von laserinduzierten Nano- und Mikrostrukturen, die in Abhängigkeit der lokalen Fluenz und Pulszahl unterschiedlich ausgeprägt sind (Bild 31). Bei der niedrigsten analysierten Spitzenfluenz  $F_o = 0,6$  J/cm<sup>2</sup> entstehen sogenannte Ripples (Bild 31a) mit der Periode  $\Lambda_R \approx 700 - 800$  nm, die somit knapp unter der verwendeten Laserwellenlänge von 1064 nm liegt [159]. Die Ripples zählen zu den laserinduzierten periodischen Oberflächenstrukturen (engl. laser-induced periodic surface structures, LIPSS). Solche Ripples mit einer vergleichsweise geringen räumlichen Frequenz (engl. low-spatial-frequency LIPSS, LSFL) sind bei metallischen Werkstoffen senkrecht zur Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes der linear polarisierten Laserstrahlung orientiert [160]. Ein Erklärungsansatz begründet die LSFL-Entstehung, die Gegenstand aktueller Forschungen ist, durch Oberflächendefekte in Metalloberflächen wie Löcher oder Erhebungen mit Abmessungen im zweistelligen Nanometerbereich. An diesen Defekten verändern Streuung und Beugung die elektrische Feldverteilung. Es erfolgt eine periodische Verteilung der absorbierten Laserintensität durch die Überlagerung einfallender, gebeugter und gestreuter Strahlung, die wiederum zur lokalen Ablation in Form von Ripples führt [161].

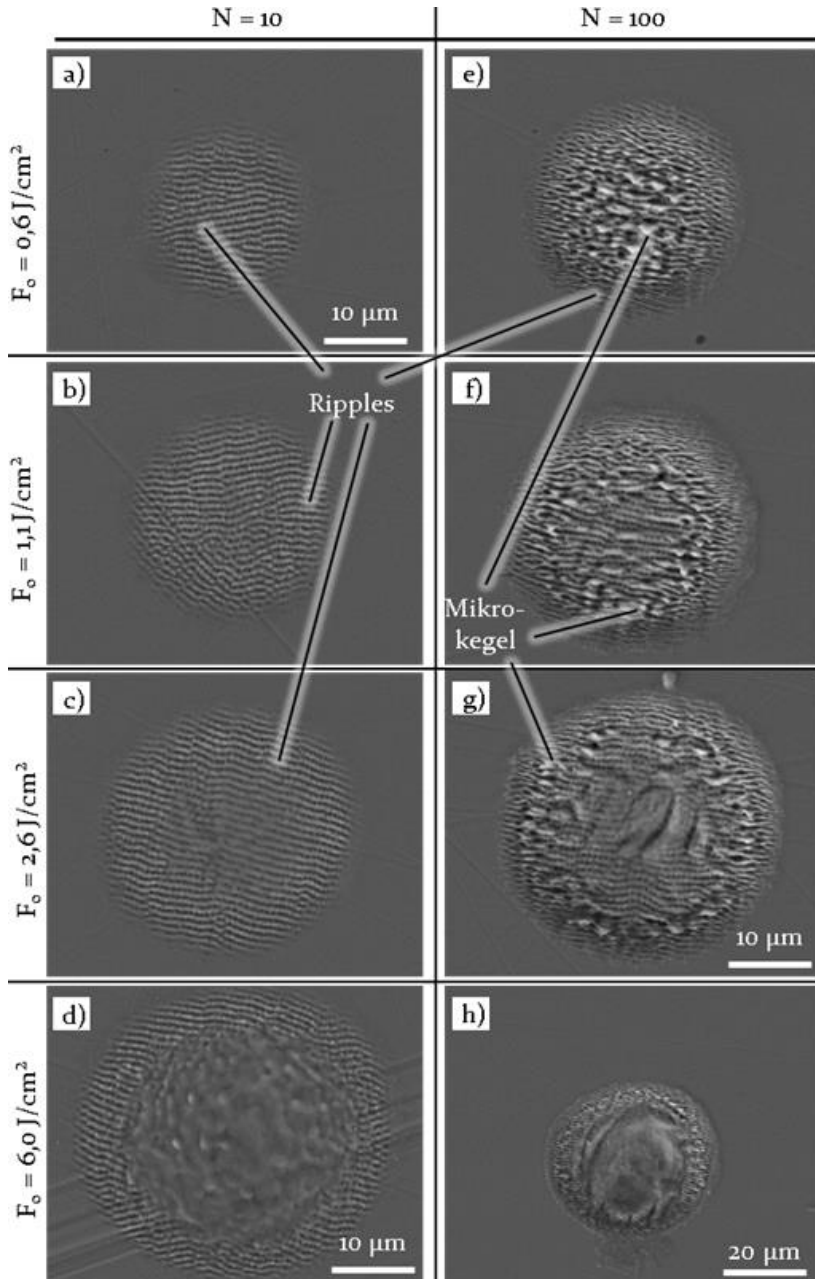


Bild 31: REM-Aufnahmen der mit unterschiedlichen Pulszahlen und Spitzenfluenzen erzeugten Kraterstrukturen mit laserinduzierten Nano- und Mikrostrukturen wie Ripples und Mikrokegeln (CLP) (Werkstoff: 1.4301;  $f_P = 0,1 \text{ kHz}$ ;  $w_0 = 15 \text{ µm}$ )

Die Ripples entstehen auch bei höheren Spitzenfluenzen, wo sie insbesondere für geringe Pulszahlen zu beobachten (Bild 31b, c) sind. Die Breite und Amplitude der einzelnen Ripples steigen dabei mit zunehmender Fluenz und Pulszahl. Diese Änderung der Breite und Höhe der Ripples wurde anhand der gemessenen Rauheit des Kraterbodens erfasst (Bild 32). Die Rauheit wurde in einem quadratischen Auswahlbereich (engl. region of interest, ROI) um den Kratermittelpunkt der mittels LSM aufgenommenen Kratertopografie ermittelt. Die Kantenlänge der ROI wurde mit  $15\ \mu\text{m}$  so gewählt (Bild 32c), dass der Messwert durch die Anzahl von mindestens 20 periodischen Nano- und Mikrostrukturen innerhalb der ROI statistisch repräsentativ ist. Die i. F. interpretierten Zusammenhänge zwischen den Bearbeitungsparametern und der Rauheit, die beispielhaft für Werkstoff 1.2379 dargestellt ist (Bild 32a), können auf die beiden Werkstoffe 1.4301 und 1.2379 (gehärtet) übertragen werden. Denn für die drei untersuchten Werkstoffe wurden ähnliche Rauheiten gemessen, was Bild 32b exemplarisch für  $F_0 = 0,9\ \text{J}/\text{cm}^2$  zeigt. Anhand der Kurvenverläufe der mittleren arithmetischen Höhe  $S_a$  wird deutlich, dass die Rauheit fluenz- und pulszahlabhängig ist (Bild 32a). Zudem ist erkennbar, dass  $S_a$  für alle Spitzenfluenzen bereits während der ersten 20 Laserpulse um etwa eine Größenordnung gegenüber dem polierten Ausgangszustand der Oberfläche zunimmt und mit höherer Pulszahl weiter steigt. Trotz der teilweise überlappenden Standardabweichungen ist für alle Pulszahlen jeweils bei der Spitzenfluenz  $F_0 = 0,9\ \text{J}/\text{cm}^2$  die höchste Rauheit feststellbar (Bild 32a).

Der Anstieg der Rauheit mit der Pulszahl wird zum einen durch die zunehmende Amplitude der Ripples verursacht. Zum anderen fungieren die Ripples mit steigender Pulszahl als Keime für die Entstehung von Mikrokegeln mit lateralen Abmessungen im ein- bis zweistelligen Mikrometerbereich (Bild 31e-g). Als ein Entstehungsmechanismus der Mikrokegel (engl. cone-like protrusions, CLP) wird bei lokalen Fluenzen im Bereich der Abtragsschwellfluenz die Ablation von Material durch die inhomogene Absorption infolge von Abschattungen und Beugung vermutet [162]. Bei höheren Fluenzen und stattfindender Phasenexplosion induzieren Wärmeströme infolge von hohen Temperaturgradienten die Bewegung von Schmelzeschichten primär in Längsrichtung der Ripples. Entsprechend der fluiddynamischen Simulationsmodelle führt die Erstarrung der Schmelze zur Ausbildung von Mikrogräben und -kegeln [163]. Der zweite Erklärungsansatz basiert auf dem Auftreten von Schmelze, die je nach Pulszahl und Fluenz in unterschiedlichem Maße zum Wachstum der Mikrokegel führt. So kann mit steigender Pulszahl und Spitzenfluenz im Bereich  $F_0 = 0,5 - 2,9\ \text{J}/\text{cm}^2$  ein Anstieg der Rauheits-

kenngößen festgestellt werden, der in der Zunahme der Breite und Höhe der Kegel begründet ist (Bild 32a) [164]. Höhere Spitzenfluenzen  $F_o > 5,0 \text{ J/cm}^2$  führen zu einem zunehmend von Schmelze dominierten Abtrag. Dieser wurde anhand eines Kraterbodens mit vergleichsweise geringer Rauheit aufgrund der Ablagerung einer gleichmäßig erstarrten Schmelzeschicht im Kraterzentrum (Bild 31d, h) und einem Schmelzegrat am Kraterrand (Bild 31h) festgestellt.

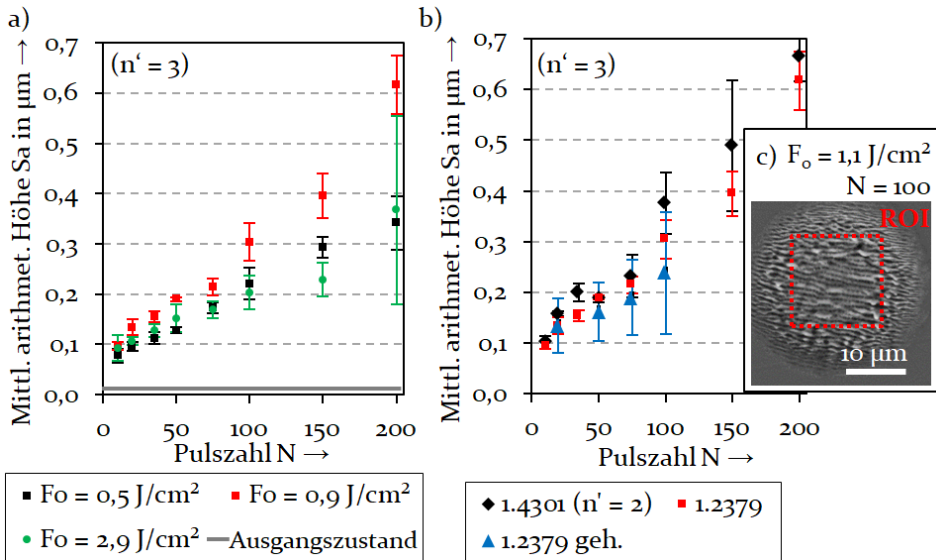


Bild 32: a) Mittlere arithmetische Höhe  $S_a$  in Abhängigkeit von Pulszahl  $N$  und Spitzenfluenz  $F_o$  (Werkstoff 1.2379), b) Rauheit des Kraterbodens für die drei Stahllegierungen bei  $F_o = 0,9 \text{ J/cm}^2$  sowie c) Größe und Anordnung des Auswahlbereichs (ROI) für die Messung der Rauheit ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ;  $w_o = 15 \mu\text{m}$ )

Die in Bild 32 gezeigten Messwerte weisen auffällig hohe Standardabweichungen auf. Diese sind zum einen in der geringen Größe der ROI und zum anderen in der Integration der fluenzspezifischen Rauheiten über die Fluenzen des gaußförmigen Strahlprofils innerhalb der ROI begründet. So ist die Fluenz am Rand der ROI mit  $15 \mu\text{m}$  Kantenlänge um bis 40 % niedriger als die Spitzenfluenz  $F_o$ . Um diese systematische Messabweichung zu reduzieren und die Abhängigkeit der Rauheit von einem konstanten Fluenzniveau zu erfassen, wurde zusätzlich die Rauheit des Bodens von Strukturen analysiert, die mit dem in Kapitel 5.2.3 vorgestellten homogenisierten Flat-Top-Profil abgetragen wurden (Bild 33). Zudem besitzt die Anwendung des Flat-Top-Profiles gegenüber dem Abtrag mit einem Gaußprofil bei großem Spotdurchmesser den Vorteil einer höheren Abtragseffizienz (S. 17). Mit der Flat-Top-Breite und -Länge von  $30 \times 40 \mu\text{m}$  konnte die

Rauheit in der quadratischen ROI mit der Kantenlänge  $20\ \mu\text{m}$  gemessen werden (Bild 34a). Die Abweichung der Fluenz wird ausschließlich durch Abweichungen von der idealen Flat-Top-Homogenität verursacht (Kap. 5.2.3) und beträgt maximal  $\pm 5\%$ . Die auf diese Weise ermittelten Werte der mittleren arithmetischen Höhe  $S_a$  beider Werkstoffe 1.4301 und 1.2379 stimmen für  $F = 0,3\ \text{J}/\text{cm}^2$  und  $F = 0,5\ \text{J}/\text{cm}^2$  jeweils sehr gut überein (Bild 33a). Auch der Vergleich der Rauheit von Kratern, die mit der Fluenz  $F \approx 0,5\ \text{J}/\text{cm}^2$  mittels Gauß- und Flat-Top-Profil erzeugt wurden, zeigt eine hohe Übereinstimmung (Bild 33a). Wie anhand von  $S_a$  der Strukturböden in 1.4301 ersichtlich ist, tritt das fluenzabhängige Maximum der Rauheit je nach Pulszahl im Bereich  $0,4 \leq F \leq 0,6\ \text{J}/\text{cm}^2$  auf (Bild 33b). Der Trend der Rauheit in Abhängigkeit von Fluenz und Pulszahl ist auf das zuvor beschriebene Auftreten von laserinduzierten Nano- und Mikrostrukturen sowie Schmelze zurückzuführen.

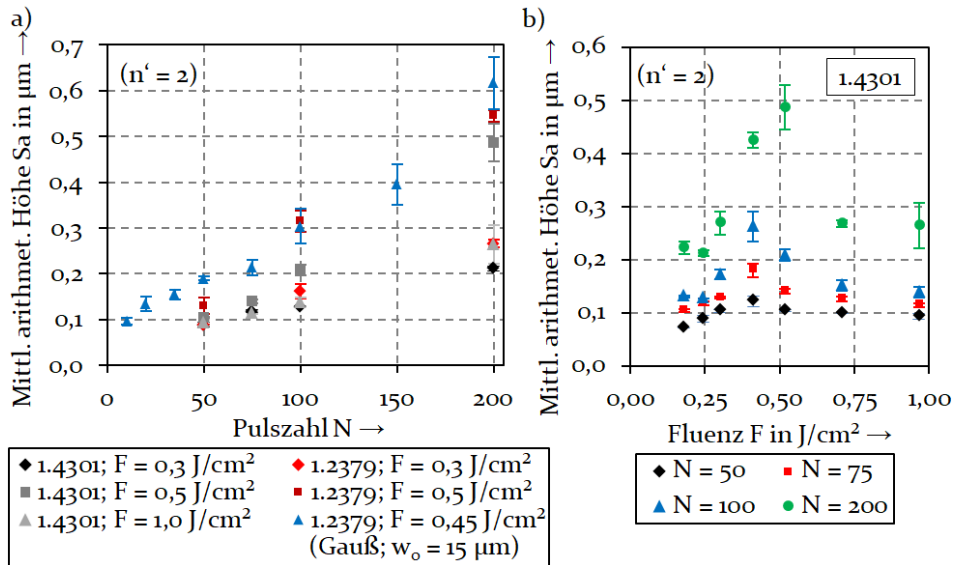


Bild 33: Mittlere arithmetische Höhe  $S_a$  des Strukturbodens einer mit Flat-Top-Profil ( $B_{FT} = 30\ \mu\text{m}$ ,  $L_{FT} = 40\ \mu\text{m}$ ) erzeugten Struktur in Abhängigkeit a) der Pulszahl  $N$  und b) der Fluenz  $F$  ( $f_p = 0,1\ \text{kHz}$ )

Bei geringen Fluenzen, z. B.  $F = 0,2\ \text{J}/\text{cm}^2$ , auftretende Ripples (Bild 34a) haben einen Strukturboden geringer Rauheit zur Folge. Bei höherer Fluenz z. B.  $F = 0,3\ \text{J}/\text{cm}^2$  entstehen Mikrokegel (Bild 34b). Die Breite und Höhe der Mikrokegel nehmen mit steigender Pulszahl und Fluenz zu, weshalb sich das Maximum der Rauheit bei höheren Pulszahlen zu höheren Fluenzen verschiebt (Bild 33b). Bei höheren Fluenzen als  $0,6\ \text{J}/\text{cm}^2$ , z. B.  $F = 1,0\ \text{J}/\text{cm}^2$ , bedeckt der zunehmende Anteil erstarrter Schmelze die

Ripples am Strukturboden (Bild 34c), sodass die Ausbildung von Mikrokegeln durch Vorzugsrichtungen der Schmelzebewegungen erschwert wird. Deshalb sind diese Strukturböden durch eine moderate Rauheit gekennzeichnet.

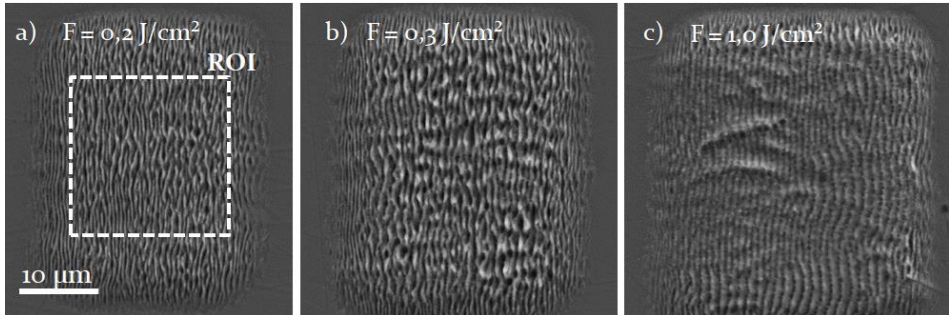


Bild 34: REM-Aufsichten von Strukturen, die mit  $N = 100$  Pulsen und unterschiedlichen Fluenzen mittels Flat-Top-Strahlprofil erzeugt wurden (Werkstoff 1.4301;  $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ )

Neben dem Anstieg der Rauheit der bearbeiteten Oberflächen tragen weitere Einflüsse zur Änderung der Reflektivität in Abhängigkeit der Pulszahl bei, die bislang nicht diskutiert wurden. Der erste Laserpuls besitzt einen „Reinigungseffekt“ für die Ausgangsoberfläche, indem Verunreinigungen, Oxidschichten und Adsorbate von dieser durch die Ablation entfernt werden [165]. Des Weiteren kann infolge des Materialabtrags und der erhöhten Temperatur der Strukturrandbereiche unmittelbar nach der Ablation auch bei der Laserstrukturierung eine Oxidation der laserbearbeiteten Oberflächen stattfinden. Dieses bereits für unterschiedliche Lasermaterialbearbeitungsprozesse beobachtete Phänomen [166] wurde beim Abtrag von Titanitrid-Keramiken [167] und Edelstahl [168] mit Femtosekunden-Laserpulsen ebenfalls festgestellt. Nach der Erzeugung von Kraterstrukturen mit Pikosekunden-Laserpulsen in Stahlliegierungen kann im Rahmen dieser Arbeit ein Anstieg der Sauerstoff-Konzentration auf den laserbestrahlten Oberflächenbereichen beispielhaft anhand von energiedispersiven Röntgenspektroskopie (EDX)-Messungen bestätigt werden (Bild 35). Gegenüber der Konzentration an der vor dem Lasermaterialabtrag gereinigten Substratoberfläche (Messposition A) wurde je nach Messposition ein deutlicher Anstieg der Sauerstoff-Konzentration gemessen. Dafür wurde die Oberfläche nach der Laserbearbeitung nicht gereinigt. Die EDX-Messung wurde innerhalb von sechs Stunden nach der Laserbearbeitung durchgeführt. Eine starke Zunahme der Sauerstoff-Konzentration zeigt sich am Kraterrand im Bereich des nach der Ablation teilweise wieder abgelagerten Materials. Am Kraterboden ist ebenfalls eine signifikant gestiegene Sauerstoff-Konzentration im Bereich der Ripples (C) zu verzeichnen. Die Zu-

nahme der Sauerstoff-Konzentration konnte ebenfalls anhand von EDX-Messungen nach der flächigen ps-laserbasierten Strukturierung zur Erzeugung hydrophober Oberflächen auf Edelstahl 1.4301 beobachtet werden [169].

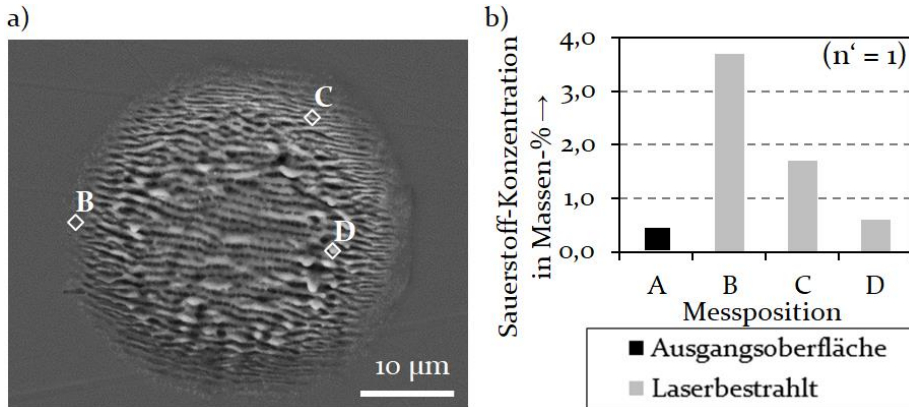


Bild 35: a) REM-Aufsicht einer Kraterstruktur einschließlich Messpositionen der EDX-Messung der in b) dargestellten Sauerstoff-Konzentration in Massenprozent: Ausgangsoberfläche des unbearbeiteten Substrats (A), Strukturrand mit Ablagerungen (B), Ripples (C) und Spitze eines Mikrokegels (D) (Werkstoff 1.4301;  $f_p = 0,1$  kHz;  $w_0 = 15$  µm)

Die pulszahlabhängige Abnahme der Reflektivität laserbestrahlter Oberflächen als eine Ursache der Inkubation wird somit auf die Änderung der Strukturbodenrauheit und die Bildung von Oxidschichten zurückgeführt. Unklar bleibt zunächst, wie stark der Einfluss der abnehmenden Reflektivität auf das Sinken der Abtragsschwellfluenz ist.

### 6.2.2 Änderung der Energieeindringtiefe

Bevor die Bewertung der Stärke des Einflusses der Inkubationsursachen erfolgen kann, wird die Änderung der Energieeindringtiefe - unter Berücksichtigung der tatsächlich absorbierten Fluenz - als zweiter Einfluss der Inkubation validiert. Für die Berechnung der fluenz- und pulszahlabhängigen Absorption oder Reflektivität, beispielweise als Funktion der Rauheit, existiert im aktuellen Stand der Wissenschaft allerdings kein analytisches Modell. Die Vorhersage der Rauheit und der Topografie ist aufgrund der Komplexität der Entstehung der Oberflächenmorphologie, gekennzeichnet durch (selbstorganisierende) Nano- und Mikrostrukturen, nicht möglich. Stattdessen erfolgt die Validierung dieser Oberflächenphänomene aktuell ausschließlich auf Basis empirischer Untersuchungen. Dementsprechend

werden die Rauheit und infolgedessen die Reflektivität nicht analytisch in Abhängigkeit der Fluenz und der Pulszahl berechnet.

Als Alternative wird im Rahmen dieser Arbeit aus den in Bild 30 (Kap. 6.2.1) dargestellten Messwerten der Reflektivität  $R(F_0, N)$  die spitzenfluenz- und pulszahlabhängige mittlere Reflektivität  $R_{kum}$  berechnet:

$$R_{kum}(F_0, N) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_i(F_0, N). \quad (47)$$

Die Berechnung der Reflektivität  $R_i(F_0, N)$  in Gleichung (47) erfolgt durch Interpolation der Reflektivitätsmesswerte (Bild 30) für die jeweilige Spitzenfluenz  $F_0$  und Pulszahl  $N$ . Die reale Energieeindringtiefe wird nach Gleichung (25) (Kap. 2.3) als Anstieg der mittleren Abtragstiefe pro Puls über dem Logarithmus der absorbierten Spitzenfluenz  $F_{o,abs}(N) = R_{kum}(F_0, N) \cdot F_0$  ermittelt. Die i. F. als reale Energieeindringtiefe  $\delta_{real}$  bezeichnete Werkstoffkenngröße beschreibt genau genommen die mittlere Energieeindringtiefe für alle angewendeten Laserpulse vom ersten Puls bis zum Puls  $N$  in Abhängigkeit der absorbierten Spitzenfluenz  $F_{o,abs}$ . Im Unterschied zu den in Kapitel 6.1.1 bis 6.1.4 ermittelten effektiven Eindringtiefen ist die hier diskutierte Eindringtiefe von der Reflektivität bereinigt. Somit ist die in Bild 36a dargestellte Änderung der realen Eindringtiefe ausschließlich auf die veränderten Materialeigenschaften zurückzuführen, welche die Extinktion beeinflussen.

Wie in Kapitel 6.1.1 dargestellt, nimmt die Energieeindringtiefe mit steigender Pulszahl ab. Der minimale Wert der realen Energieeindringtiefe im stationären Zustand von  $5,8 \pm 0,9$  nm beträgt je nach Werkstoff zwischen 22 % und 30 % des Maximums der realen Eindringtiefe, die der Einzelpuls erfährt (Bild 36a). Unter Anwendung der Fit-Funktion nach Gleichung (46) ist der stationäre Zustand mit einer konstanten realen Energieeindringtiefe nach spätestens  $N = 72$  Pulsen erreicht. Die Gegenüberstellung der Parameter der Fit-Funktionen der effektiven und der realen Eindringtiefe in Bild 36b veranschaulicht, dass die reale (reflektivitätskorrigierte) Energieeindringtiefe für den Einzelpuls bei den drei untersuchten Werkstoffen durchschnittlich 30% höher ausfällt als die in Kapitel 6.1.1 ausgewertete effektive Energieeindringtiefe. Da die Reflektivität für den ersten Laserpuls werkstoffübergreifend durchschnittlich 65% beträgt (Bild 30a, S. 88), kann der Unterschied zwischen effektiver und realer Eindringtiefe hauptsächlich auf die Berücksichtigung der Reflektivität zurückgeführt werden. Im Sättigungszustand stimmen demgegenüber beide Eindringtiefen ungefähr überein. Im Rahmen der Konfidenzintervalle zeigt damit auch die reale

Energieeindringtiefe im Sättigungszustand keine signifikante Abhängigkeit von der Stahllegierung.

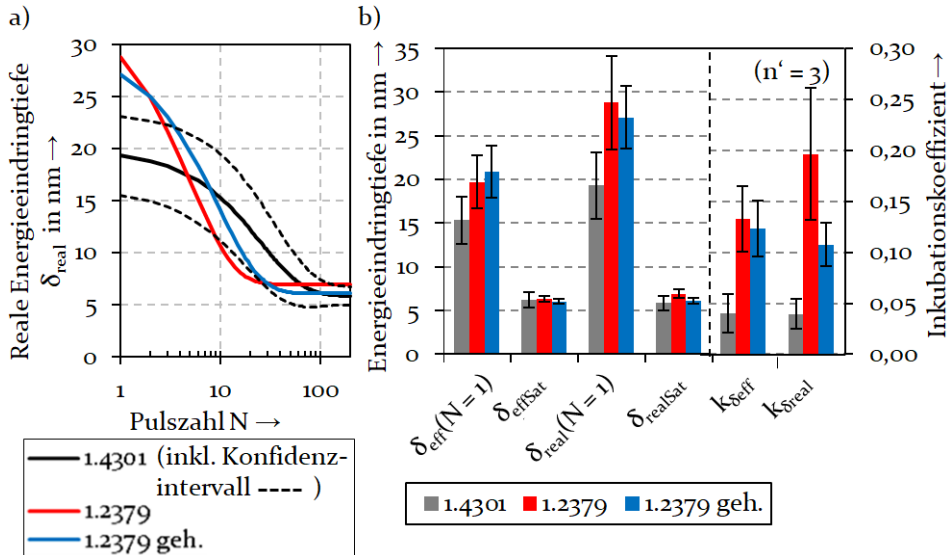


Bild 36: a) Pulszahlabhängiger Verlauf der realen Energieeindringtiefe sowie b) Parameter der Fit-Funktion nach Gleichung (46) für die effektive und die reale Eindringtiefe der Werkstoffe 1.4301, 1.2379 und 1.2379 geh. ( $f_p = 0,1$  kHz)

Ursachen der sinkenden Energieeindringtiefe können Gefügeveränderungen infolge plastischer Verformungen wie Risse, Versetzungen, Kornverfeinerung, Kristallwachstum oder Fehlstellen [170], aber auch die Entfernung oder das Wachstum von Oxidschichten sein [171]. Hinsichtlich des Einflusses der effektiven Energieeindringtiefe auf die Änderung der Abtragschwelle bleibt festzuhalten: Die bei höheren Pulszahlen absorbierte Intensität ist infolge der sinkenden Eindringtiefe in einem kleineren Volumen konzentriert. Die Änderung der Energieeindringtiefe trägt somit ebenfalls zur Änderung der Abtragschwellfluenz bei und ist deshalb ein weiterer Einfluss der Inkubation.

### 6.2.3 Bewertung der Stärke beider Einflüsse auf die Inkubation

Um die Stärke der beiden Einflüsse - Reflektivität und Energieeindringtiefe - auf die Abtragschwellfluenz zu quantifizieren, werden die werkstoffspezifischen Schwellfluenzen unter Annahme eines verdampfungs-basierten Materialabtrags nach Gleichung (21) berechnet. Obwohl die bestrahlten Oberflächenrandbereiche, wie in Kapitel 2.4.1 und 6.2.1 diskutiert,

ebenfalls veränderte Eigenschaften aufweisen, wird die für den Abtrag erforderliche Energiedichte  $H_{Ab}$  als konstant, d. h. pulszahlunabhängig angenommen. Neben dem Zweck der vereinfachten Berechnung ist diese Annahme darin begründet, dass die zu  $H_{Ab}$  beitragenden Kenngrößen - die Phasenübergangsenthalpien  $\Delta H_S$  und  $\Delta H_V$ , die spezifischen Wärmekapazität  $c_G$  und die Dichte des Festkörpers  $\rho$  - von laserbestrahlten und abgetragenen Oberflächenbereichen bislang unbekannt sind. Entsprechend werden für die Berechnung der Abtragungsschwellfluenz  $F_{th,V}$  die in Tabelle 9 (S. 49) angegebenen temperaturunabhängigen Werte verwendet. Als pulszahlabhängiger Materialparameter wurde die reale Energieeindringtiefe  $\delta_{real}$  (Bild 36a) berücksichtigt. Vor dem Hintergrund des Stands der Wissenschaft werden die Abtragungsschwellfluenzen aufgrund der Kenntnis der Reflektivität erstmalig für Multipulse mit pulszahlabhängigen Kennwerten berechnet. Neben der nach Gleichung (21) theoretisch berechneten Schwellfluenz  $F_{th,V}$  ist die Abtragungsschwellfluenz  $F_{th,abs}$  dargestellt (Bild 37a). Diese wurde gemäß der Zerstörungsschwellen-Methode für die unterschiedlichen Pulszahlen aus den Kraterdurchmessern  $D_K$  und den absorbierten Spitzenfluenzen  $F_{o,abs}$  unter Berücksichtigung der mittleren Reflektivität  $R_{kum}$  (Gl. (47)) bestimmt.

Die Schwellfluenzverläufe zeigen (Bild 37a), dass die theoretisch berechneten Schwellfluenzen  $F_{th,V}$  mit zunehmender Pulszahl schneller sinken als die Fitkurven der experimentell bestimmten Schwellfluenzen  $F_{th,abs}$ . Dieser Trend ist für Legierung 1.2379 stärker ausgeprägt als für 1.4301. Die theoretischen Schwellfluenzen des Einzelpulses sind geringfügig (1.4301) oder wesentlich (1.2379) größer als die jeweiligen Fitwerte  $F_{th,abs}$ . Die hohe Abweichung für 1.2379 ist durch die ermittelte sehr hohe reale Eindringtiefe begründet. Im Sättigungszustand stimmen  $F_{th,V}$  und  $F_{th,abs}$  gut überein, wobei  $F_{th,V}$  jeweils an der oberen Grenze des Konfidenzintervalls des Fits von  $F_{th,abs}$  liegt. Die jeweils höheren theoretischen Schwellfluenzen  $F_{th,V}$  deuten darauf hin, dass der Ablationsprozess - entgegen der Annahme zur Berechnung von  $F_{th,V}$  - nicht ausschließlich auf Verdampfung basiert. Stattdessen zum Abtrag beitragende Ablationsmechanismen wie homogenes Schmelzen, die aufgrund höherer Effizienz zu einer niedrigeren Schwellfluenz führen, werden bei der Berechnung von  $F_{th,V}$  nicht berücksichtigt. Weitere mögliche Ursachen der Abweichungen der Schwellfluenzen stellen die unberücksichtigten, während des Pulses durch Materialausdehnung und -aufwölbung veränderten Werkstoffparameter wie die Dichte dar. Auch infolge der von Rapp et al. beobachteten Abnahme der Reflektivität während des Laserpulses [158] können Phasenübergänge aufgrund der höheren eingekoppelten Intensität früher auftreten und die Schwellfluenz sinken. Trotz

der diskutierten Abweichungen kann die Schwellfluenz des Materialabtrags mit 10 ps-Laserpulsen unter der Annahme der Verdampfung für den Einzelpuls und im Sättigungszustand für  $N > 75$  gut abgeschätzt werden. Denn insbesondere für 1.4301 stimmen die theoretischen und die experimentell ermittelten Schwellfluenzen im Rahmen des Konfidenzintervalls überein.

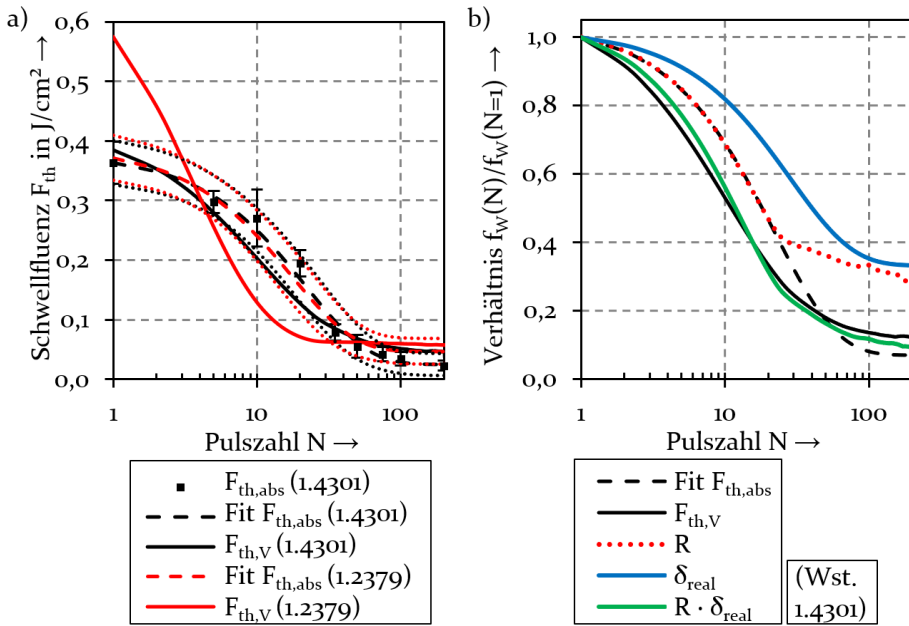


Bild 37: a) Experimentell ermittelte und nach Gleichung (21) berechnete Abtragsschwellfluenz  $F_{th,abs}$  bzw.  $F_{th,V}$  sowie b) pulszahlabhängige Änderung der Materialparameter von Legierung 1.4301 ( $f_p = 0,1$  kHz)

Obwohl die Unterschiede zwischen  $F_{th,V}$  und  $F_{th,abs}$  pulszahlabhängig unterschiedlich hoch ausfallen, ist die Bedeutung von Reflektivität  $R$  und Eindringtiefe  $\delta_{real}$  für die Inkubation aufgrund derselben qualitativen Verläufe beider Schwellfluenzen ermittelbar. Zu diesem Zweck wird das Verhältnis der unterschiedlichen Materialparameter gegenüber ihrem jeweiligen Ausgangszustand als Bewertungsgröße  $f_w(N)/f_w(N=1)$  betrachtet (Bild 37b). Die fluenzabhängige Reflektivität wurde beispielhaft für die Spitzenfluenz  $F_o = 0,8 J/cm^2$  ausgewählt, da bei dieser Spitzenfluenz ungefähr das Maximum der Abtragseffizienz erreicht wird (Bild 27b). Die Übereinstimmung der Kurvenverläufe von  $F_{th,V}$  und dem Produkt  $R \cdot \delta_{real}$  deutet an, dass beide Materialkenngrößen maßgeblich das Sinken der Schwelle bis zum Erreichen des Sättigungszustandes verursachen. Für Pulszahlen  $N < 50$  sinkt die Reflektivität schneller als die reale Eindring-

tiefe, sodass die abnehmende Reflektivität die Schwellfluenz in diesem Pulszahlbereich scheinbar stärker beeinflusst als die sinkende Eindringtiefe. Im gesättigten Zustand ( $N \geq 100$ ) betragen beide Kenngrößen jeweils etwa 25 % des Ausgangszustandes der Substratoberfläche. Da der Ausgangszustand der Oberfläche, z. B. die Poliergüte polierter Oberflächen, die Reflektivität stark beeinflusst, kann der Beitrag der Reflektivität zur Inkubation je nach Substrat stark variieren.

Es bleibt festzuhalten, dass die Reflektivität und die reale Energieeindringtiefe die Abnahme der Abtragsschwellfluenz als Merkmal der Inkubation gleichermaßen beeinflussen. Denn beide Kenngrößen sinken im betrachteten Pulszahlbereich stark und weisen im Sättigungszustand etwa das gleiche Wertenniveau im Verhältnis zum Ausgangszustand auf. Dementsprechend kann Hypothese H<sub>2</sub> (Kap. 3) nicht bestätigt werden. Ein darüber hinausgehendes tieferes Verständnis der grundlegenden physikalischen Prozesse können allerdings nur Messungen und numerische Simulationen der transienten Materialeigenschaften generieren.

## 6.3 Modellierung der Erzeugung von 2,5D-Strukturen

Die Abtragseffizienz der Laserstrukturierung wird, wie in Kapitel 6.2 gezeigt, von der Abtragsschwellfluenz und der Energieeindringtiefe beeinflusst. Da beide Größen pulszahlabhängig sind, erfordert die modellbasierte Steigerung der Abtragseffizienz die Berücksichtigung der Inkubation im Modell zur Berechnung der Strukturgeometrie. Das Modell wird im folgenden Abschnitt zunächst vorgestellt und im Anschluss anhand experimenteller Ergebnisse für verschiedene Methoden der Strukturierung verifiziert. Abhängig von der räumlichen Intensitätsverteilung wird dabei zwischen der sequenziellen Strukturierung mit Gaußprofil und der simultanen Erzeugung der 2,5D-Strukturen mit Flat-Top-Profil unterschieden. Schlussendlich werden die mit beiden Strahlprofilen erreichbaren Abtragseffizienzen gegenübergestellt.

### 6.3.1 Inhalte und Randbedingungen des Modells

Basierend auf den in Kapitel 2.5.2 genannten Arbeiten wird i. F. ein analytisches Modell vorgestellt, mit dem die Berechnung der Strukturgeometrie von 2,5D-Strukturen möglich ist. Entsprechend der tatsächlichen Bearbeitungsabfolge bei der Erzeugung der 2,5D-Strukturen wird die Strukturtiefe  $z_s(x,y)$  durch die Summation der einzelnen je Laserpuls erzeugten Krater- oder Napfgeometrien berechnet. Die räumliche Anordnung der Laserpulse

erfolgt wie bei der realen Laserstrukturierung: Im Falle der sequenziellen Erzeugung von 2,5D-Strukturen werden die Kratergeometrien, die jeweils durch einen Einzelpuls mit gaußförmigem Strahlprofil entstehen, entlang eines Schraffurmusters mit dem Puls-zu-Pulsabstand  $p_x$  (Pitch) und dem Bahnabstand  $p_y$  (Hatch) sowie der Anzahl der Schichten  $N_S$  angeordnet und summiert (Gl. (27)). Bei der simultanen Erzeugung von 2,5D-Strukturen mithilfe eines Flat-Top-Strahlprofils werden die pro Puls entstehenden Napfgeometrien ebenfalls bis zur verwendeten Pulszahl  $N$  summiert. Im Unterschied zur sequenziellen Erzeugung erfolgt jedoch keine Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Substratoberfläche. In beiden Fällen hängt die lokale Tiefe der einzelnen Krater- oder Napfgeometrien  $z_{Ab}(x, y)$  gemäß der Gleichungen (9) und (15) von der Intensitätsverteilung sowie den Materialparametern Abtragsschwellfluenz  $F_{th}$  und Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$  ab. Die in den Kapiteln 6.1 und 6.2 diskutierte Pulszahlabhängigkeit beider Parameter wird in den folgenden Modellvarianten unterschiedlich berücksichtigt, um den Einfluss von Multipulseffekten auf die Erzeugung von 2,5D-Strukturen zu untersuchen.

In Modellvariante I wird die Inkubation nicht berücksichtigt. Stattdessen werden die Schwellfluenz und Eindringtiefe als konstant angenommen und für beide Größen die experimentell ermittelten Werte im Sättigungszustand verwendet:  $F_{th} = F_{th,Sat}(N \rightarrow \infty)$  und  $\delta_{eff} = \delta_{eff,Sat}(N \rightarrow \infty)$ . Modellvariante II enthält die Pulszahlabhängigkeit von Schwellfluenz und Eindringtiefe, indem  $F_{th}(N)$  nach Gleichung (23) und  $\delta_{eff}(N)$  nach Gleichung (46) berechnet werden. Die ortsabhängige Pulszahl  $N(x, y)$  wird für jeden Laserpuls berechnet, wobei  $N(x, y)$  nur dort inkrementiert wird, wo die lokale Fluenz des verwendeten Intensitätsprofils die Bedingung  $F(x, y) \geq F_{th,Sat}(N \rightarrow \infty)$  erfüllt. In Modellvariante III wird die Inkubation ebenso wie in Modell II berücksichtigt. Zusätzlich erfolgt in Modell III die Anpassung der lokalen Fluenz infolge des nicht mehr senkrechten Strahleneinfalls auf die laserstrukturierte Oberfläche. Zu diesem Zweck wird der lokale Einfallswinkel des Laserstrahls  $\varepsilon(x, y)$  als Winkel zwischen dem ortsabhängigen Normalenvektor  $\vec{N}(x, y)$  und dem normierten Vektor der Strahlausbreitungsrichtung  $\vec{S}$  (Poynting-Vektor) berechnet:

$$\varepsilon(x, y) = \cos^{-1} \left( \frac{\vec{N}(x, y) \cdot \vec{S}}{|\vec{N}(x, y)| \cdot |\vec{S}|} \right) \quad (48)$$

Der Laserspot wird aufgrund des schrägen Einfalls lokal verzerrt. Die lokale Fluenz  $F_{\text{verzerrt}}(x, y)$  beträgt infolgedessen:

$$F_{\text{verzerrt}}(x, y) = F(x, y) \cdot \cos \varepsilon(x, y). \quad (49)$$

Zudem hängt die Reflektivität entsprechend der Fresnel-Gleichungen vom Einfallswinkel ab (Gl. (4),(5), Kap. 2.2.1). Dadurch wird die lokale Fluenz  $F_{\text{verzerrt}}(x, y)$  gemäß nachfolgender Gleichung derart verändert, dass die lokale Fluenz  $F_{\text{Fresnel}}(x, y)$  absorbiert wird und den Materialabtrag verursacht.

$$F_{\text{Fresnel}}(x, y) = F_{\text{verzerrt}}(x, y) \cdot \frac{1 - R(\varepsilon)}{1 - R(\varepsilon = 0^\circ)} \quad (50)$$

Somit sind in Modell III die veränderten Einkoppelbedingungen infolge des Materialabtrags und der dadurch erzeugten Strukturgeometrie im Mikrometermaßstab enthalten. Die in Kapitel 6.1.2 dargestellten gemessenen Reflektivitäten werden dabei explizit nicht verwendet. Denn diese Reflektivitäten finden bereits als Einflussgrößen der experimentell bestimmten Schwellfluenz und Eindringtiefe indirekt in den Modellvarianten II und III Berücksichtigung.

### 6.3.2 Verifizierung des Modells für den sequenziellen Abtrag von 2,5D-Strukturen

Die Verifizierung der vorgestellten Modelle erfolgt für den Werkstoff 1.4301. Dementsprechend wurden innerhalb der Modellvarianten die experimentell ermittelten Werte der Materialparameter Abtragsschwellfluenz und Energieeindringtiefe gemäß Bild 25b und Tabelle 11 verwendet:  $F_{\text{th}}(N = 1) = 0,58 \text{ J/cm}^2$ ,  $F_{\text{th,Sat}}(N \rightarrow \infty) = 0,12 \text{ J/cm}^2$ ,  $\delta_{\text{eff}}(N = 1) = 15,3 \text{ nm}$  und  $\delta_{\text{eff,Sat}}(N \rightarrow \infty) = 6,3 \text{ nm}$ . Für den experimentellen Abgleich erfolgte der Abtrag der 2,5D-Strukturen durch galvanometerscannerbasierte Strahlableitung, sodass bei der verwendeten Pulsrepetitionsrate  $f_p = 1 \text{ kHz}$  der jeweils genannte Pitch und Hatch realisiert wurden. Die experimentell erzeugten und mittels der Modelle berechneten Strukturquerschnitte werden für zwei exemplarische Spitzenfluenzen innerhalb des in Kapitel 6.1.1 definierten Spitzenfluenzbereichs verglichen. Die vergleichsweise geringe Spitzenfluenz  $F_o = 0,5 \text{ J/cm}^2$  (Bild 38a) entspricht der vierfachen Schwellfluenz im gesättigten Zustand, während  $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$  (Bild 38b) geringfügig höher als die Spitzenfluenz ist, bei der die maximale Abtragseffizienz mit Gaußprofil nach Gleichung (12) (S. 16) erreicht wird.

Für beide Spitzenfluenszen und die Schichtanzahl  $N_S = 10$  nehmen die mittels Modell I berechneten Struktur­tiefen erwartungsgemäß einen höheren Wert an als die mittels Modell II berechneten (Bild 38a, b). Anhand beider Modelle wird die Struktur­tiefe gegenüber dem Experiment geringfügig unterschätzt, wobei die Abweichung zwischen Experiment und Modell für  $F_o = 0,5 \text{ J/cm}^2$  höher ausfällt als für  $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$ . Aufgrund der festgestellten Abweichungen wurden die Struktur­tiefen zusätzlich mittels Modell II und den Materialparametern  $F_{th,Sat} = 0,10 \text{ J/cm}^2$  sowie  $\delta_{eff,Sat} = 7,1 \text{ nm}$  berechnet. Diese Werte stellen die Obergrenze der Konfidenzintervalle der Fitfunktionen der experimentell ermittelten Schwellfluensz und Eindringtiefe im Sättigungszustand dar (Tabelle 11, S. 82). Mittels dieser gewählten Werte soll zusätzlich die Auswirkung von etwaigen systematischen Messfehlern bei der Krateranalyse auf die berechneten Materialparameter in Kapitel 6.1 berücksichtigt werden. Solche Messfehler können in der Unterschätzung der Kraterdurchmesser sowie -tiefe und infolgedessen einer zu hohen Schwellfluensz sowie zu geringen Energieeindringtiefe liegen. Die mit dieser veränderten Randbedingung berechneten Querschnitte sind in Bild 38 mit dem Zusatz „\*\*“ gekennzeichnet. Die Anwendung dieser Randbedingung führt dazu, dass die mit Modell II\*\* berechneten Struktur­tiefen mit den experimentellen Ergebnissen stärker übereinstimmen als die Ergebnisse von Modell II. Für  $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$  mit den Pulsabständen  $p_x = 3 \text{ }\mu\text{m}$  und  $p_y = 4 \text{ }\mu\text{m}$  wird die Tiefe  $z_S$  sogar leicht überschätzt (Bild 38b). Eine Ursache der Abweichungen von Modell II von den experimentellen Ergebnissen können veränderte Einkoppelbedingungen des Laserstrahls sein, die durch pulszahl- und fluensabhängige laserinduzierte Nanostrukturen entstehen. Die Einkoppelbedingungen sind stark von der Pulszahl und räumlichen Pulsanordnung abhängig und können deshalb nur bedingt indirekt durch die erzeugten Kraterreferenzstrukturen berücksichtigt werden.

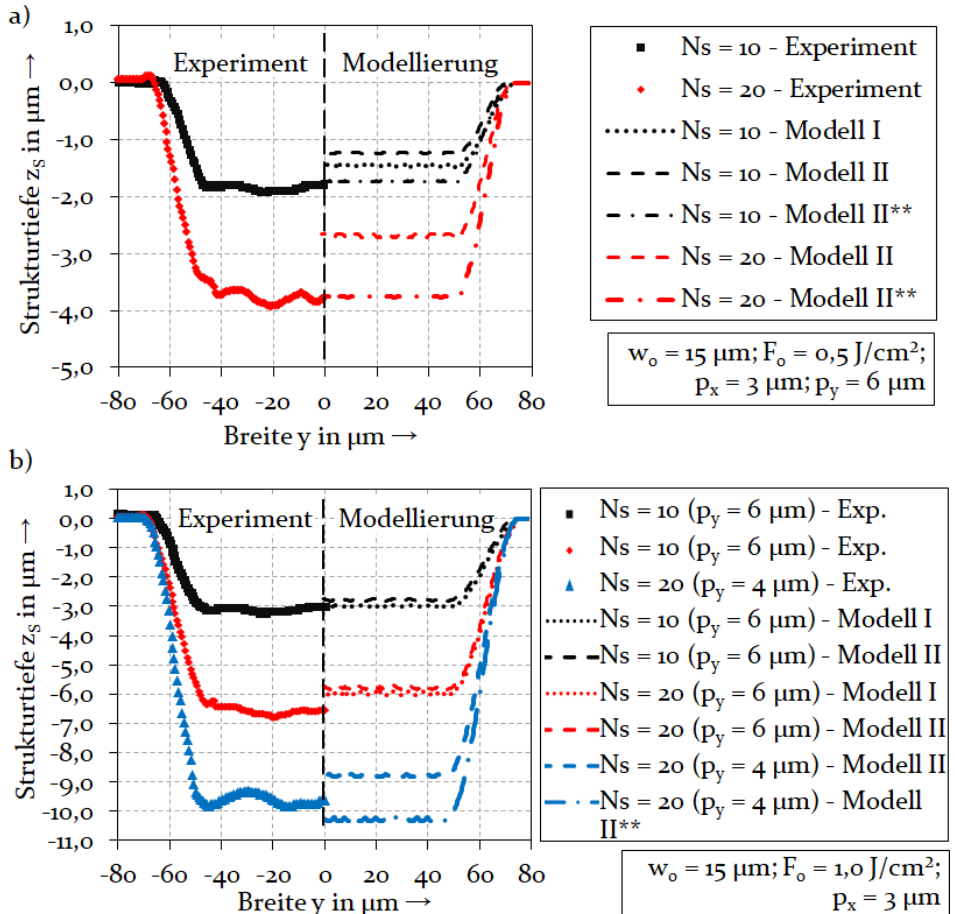


Bild 38: Experimentell erzeugte (jeweils links) und mittels der verschiedenen Modellvarianten I - III (jeweils rechts) berechnete Tiefen der Querschnitte von 2,5D-Strukturen, die mit a)  $F_o = 0,5 \text{ J/cm}^2$  und b)  $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$  sowie den genannten Bearbeitungsparametern abgetragen wurden (Werkstoff: 1.4301,  $f_p = 1 \text{ kHz}$ ; Materialparameter für Modell II\*\*:  $F_{th,Sat} = 0,10 \text{ J/cm}^2$ ,  $\delta_{eff,Sat} = 7,1 \text{ nm}$ )

Somit ist die Tiefe von sequenziell abgetragenen Strukturen mit Modell II auf Basis der experimentell ermittelten Materialparameter Schwellfluenz und Eindringtiefe berechenbar. Für die gezeigten Kombinationen der Bearbeitungsparameter liefert auch Modell I (ohne Inkubation) zutreffende Tiefen. Da die Strukturen stets tiefer als  $1 \mu\text{m}$  sind, erfordert deren Abtrag bereits so viele Pulse, dass der Sättigungszustand des Materialabtrags bereits zu einem frühen Zeitpunkt während der sequenziellen Strukturzeugung erreicht ist. Beispielsweise beträgt die lokale Pulszahl im Durchschnitt  $N(x, y) \approx 300$  für die erste in Bild 38a gezeigte Kombination der Bearbeitungsparameter mit der Schichtanzahl  $N_s = 10$ . Da

der Sättigungszustand von  $F_{th}(N)$  und  $\delta_{eff}(N)$  nach etwa 80 Pulsen festgestellt wurde (Kap. 6.1.2), treffen selbst bei dieser Bearbeitungsparameterkombination mit vergleichsweise niedrigem  $N(x, y)$  über 70 % aller Laserpulse auf gesättigtes Material, weshalb auch Modell I die zutreffende Berechnung der Strukturgeometrie ermöglicht. Bei den gezeigten räumlichen Pulsabständen von mindestens  $3 \mu\text{m}$  ist die Berücksichtigung des schrägen Strahleinfalls auf der bearbeiteten Oberfläche nicht notwendig. Denn der maximale Einfallswinkel beträgt für  $p_x = 3 \mu\text{m}$  und  $p_y = 3 \mu\text{m}$  im Bereich des Strukturbodens während der Bearbeitung weniger als  $17,5^\circ$ . Demnach wird die lokal absorbierte Fluenz durch die geringe Neigung der strukturierten Oberfläche nur zu einem vernachlässigbaren Teil durch Fresnel-Reflexion und Verzerrung des Laserspots beeinflusst. Damit ist der beschriebene Ansatz der Strukturgeometrieberechnung für die Betrachtung des Einflusses von Multipulseffekten anwendbar.

### 6.3.3 Einfluss von Multipulseffekten auf den sequenziellen Abtrag von 2,5D-Strukturen

Unter Nutzung von Modell II wird i. F. der Einfluss der räumlichen Pulsabstände auf die Abtragseffizienz der sequenziellen Erzeugung von 2,5D-Strukturen für den beispielhaften Laserspotsradius  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  diskutiert. Diese theoretische Betrachtung des Einflusses der räumlichen Pulsabstände zielt auf die Nutzung der Pulsabstände ab, mit denen eine maximale Abtragseffizienz bei der sequenziellen Erzeugung von 2,5D-Strukturen erreicht wird. Mit diesem Wissen wird in Kapitel 6.5 die Abtragseffizienz von sequenziell und simultan erzeugten 2,5D-Strukturen gegenübergestellt.

Auf Basis der abgetragenen Volumina und der berechneten Abtragseffizienzen ist für die Spitzenfluenz  $F_0 = 1,0 \text{ J/cm}^2$  erkennbar, dass kleinere Pulsabstände, d. h. die größere räumliche Überlappung aufeinanderfolgender Pulse, die Zunahme der Abtragseffizienz bewirken (Bild 39a). Dieser Zusammenhang ist auf die Abnahme der Schwellfluenz mit der Pulszahl zurückzuführen, bis der Sättigungszustand erreicht ist. Mit größerem Pulsüberlapp wird dieser Zustand schneller erreicht, sodass eine geringere Fluenz für den Materialabtrag erforderlich ist, wodurch die Abtragseffizienz mit geringerem Pulsabstand steigt. Anhand von Bild 39b ist die Zunahme der Abtragseffizienz mit sinkendem Hatch für den konstanten Pitch  $p_x = 3 \mu\text{m}$  und weitere Spitzenfluenzen feststellbar. Die Effizienzsteigerung fällt dabei für niedrige Spitzenfluenzen, z. B. knapp oberhalb der Schwellfluenz, stärker aus als für hohe Spitzenfluenzen. Der Anstieg der Abtrags-

effizienz mit steigender Anzahl der abgetragenen Schichten  $N_S$  verdeutlicht zudem, dass mit zunehmender lokaler Pulszahl  $N(x, y)$  und dem damit verbundenen Erreichen des Sättigungszustandes eine niedrigere Fluenz für den Materialabtrag überschritten werden muss.

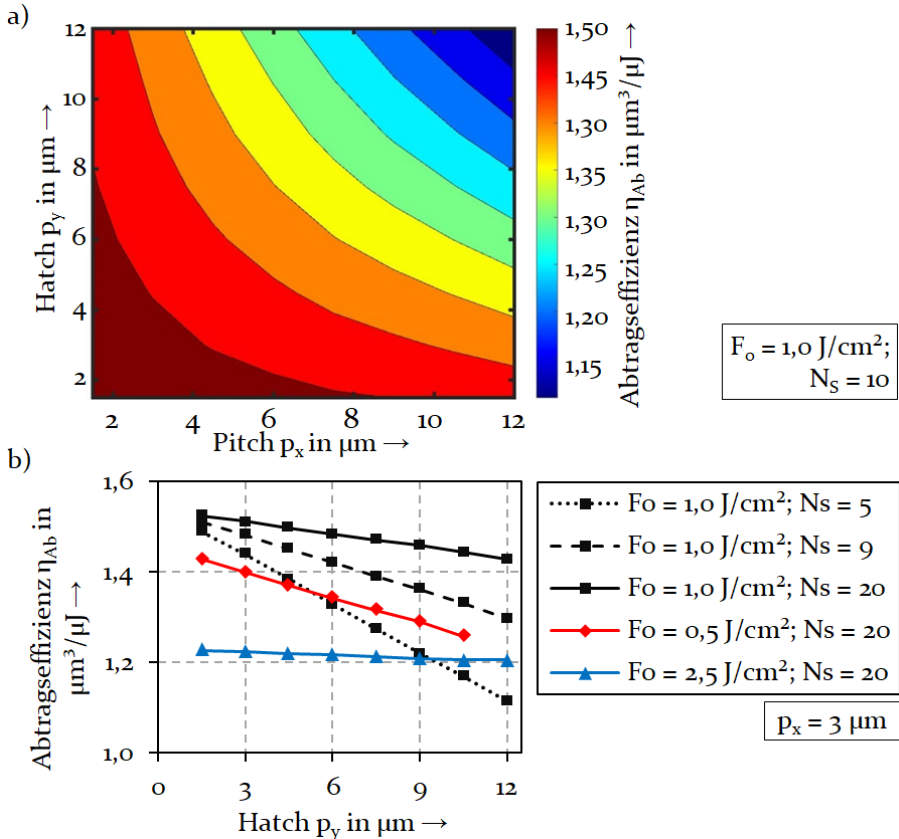


Bild 39: Mittels Berechnung nach Modellvariante II bestimmte Abhängigkeit der Abtragseffizienz von a) Pitch  $p_x$  und Hatch  $p_y$  sowie von b) Hatch  $p_y$  und Spitzenfluenz  $F_o$  (Werkstoff 1.4301,  $f_p = 0,1$  kHz,  $w_o = 15$   $\mu\text{m}$ )

Werden die Pulsabstände allerdings zu gering, steigt die Abtragseffizienz nicht weiter, sondern sinkt sogar. Ursache für die abnehmende Abtragseffizienz bei geringen Pulsabständen  $p \leq 0,05 \cdot w_o$  sind die auftretenden Einfallswinkel. Die durchschnittlichen Einfallswinkel je Laserpuls betragen beispielsweise für  $F_o = 1,0$  J/cm<sup>2</sup> mehr als 28° (siehe Anhang A.6, S. 136). Die infolgedessen relevante Verzerrung des Laserspots bewirkt die signifikante Abnahme der lokal absorbierten Fluenz um durchschnittlich 8 %. Dadurch ist die absorbierte Fluenz signifikant niedriger als die Fluenz für die maximale Abtragseffizienz. Neben der geringeren Abtragseffizienz bei

besonders kleinen Pulsabständen können die Entstehung von Mikrokegeln und die verbundene Abnahme der Maßhaltigkeit des Abtrags ein Kriterium für die untere Grenze des minimalen Pitches  $p_x$  sein [89]. Die abnehmende Strukturqualität begrenzt zudem die maximal nutzbaren Pulsabstände. Werden die Pulsabstände  $p_x$  oder  $p_y$  in Abhängigkeit der Fluenz so hoch gewählt, dass die einzelnen Abtragskrater nicht mehr ausreichend überlappen, können die deutliche Welligkeit des Strukturbodens oder die zu hohe Schwankung der Strukturbreite die Folge sein.

## 6.4 Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit Flat-Top-Profil

Um den Einfluss der räumlichen Intensitätsverteilung auf die Effizienz und Qualität des simultanen Abtrags von 2,5D-Strukturen zu untersuchen, werden die Ergebnisse der Experimente und Modellierung der Strukturierung mit Flat-Top-Profilen vorgestellt, wie sie in Kapitel 5.2 geformt wurden. Die Modellvarianten I - III werden mit den in Kapitel 6.3.1 genannten Randbedingungen für die Berechnung der Strukturgeometrie angewendet. Dabei werden die Modelle für die simultane Strukturierung jeweils derart vereinfacht, dass die Position des Flat-Top-Profiles für alle Laserpulse konstant bleibt und somit keine Änderung der Relativposition zwischen Laserstrahl und Substrat erfolgt.

### 6.4.1 Speckle-behaftetes Flat-Top-Profil

Für den Materialabtrag mit speckle-behaftetem Flat-Top-Profil werden stets  $N_{ph}$  Phasenmasken mit alternativer Phasenverteilung in Experiment und Modell verwendet. Jede Phasenmaske wird mit  $N_{p/ph}$  aufeinanderfolgenden Pulsen bestrahlt, bevor die nächste Phasenmaske appliziert wird. Die beiden Parameter  $N_{ph}$  und  $N_{p/ph}$  werden stets so kombiniert, dass der Abtrag der 2,5D-Strukturen mit der Gesamtpulszahl  $N_{ges} = 1000$  erfolgt.

Die Gleichförmigkeit der Strukturtiefe  $z_\eta$  als Maß für die Homogenität des Strukturbodens nimmt mit zunehmender Anzahl applizierter Phasenmasken  $N_{ph}$  ab (Bild 40a). Dieses Sinken erfolgt gemäß der Fit-Funktion nach Gleichung (44) (S. 64) ungefähr proportional zu  $\sqrt{N_{ph}}$  und konvergiert fluenzunabhängig gegen den jeweiligen stationären Zustand für mehr als 57 Phasenmasken. Der stationäre Zustand ist definitionsgemäß erreicht, wenn die Änderung von  $z_\eta$  mit jeder zusätzlichen Phasenmaske weniger als 0,5 % beträgt. Mit steigender Pulsenergie  $E_p$  bzw. Fluenz  $F$  nimmt die Gleichförmigkeit der Strukturtiefe ab, was durch folgende Ursachen begründet ist: Zum Ersten steigt die mittlere Strukturtiefe  $z_S$  mit zunehmen-

der Pulsenergie, sodass der Quotient in Gleichung (41) höher ausfällt. Zum Zweiten weisen die Bereiche vergleichsweise geringer Intensität im speckle-behafteten Flat-Top-Profil bereits lokale Fluenzen auf, welche die Schwellfluenz überschreiten. Beispielweise beträgt das 25 %-Perzentil der Fluenzen innerhalb des Flat-Tops bei  $E_p = 14,1 \mu\text{J}$   $F_{25\%} = 0,14 \text{ J/cm}^2$ . Damit führen sowohl die Intensitätsspitzen als auch ein Großteil der Intensitätstäler zum Materialabtrag. Dies ist bei geringen Pulsenergien nicht der Fall, da hier nur durch die Intensitätsspitzen Material abgetragen wird. Zum Dritten bewirkt die logarithmische Abhängigkeit der Abtragstiefe von der Fluenz (Gl. (15), S. 16), dass die Differenz der Abtragstiefen von Intensitätsspitzen und -tälern mit steigender Pulsenergie abnimmt.

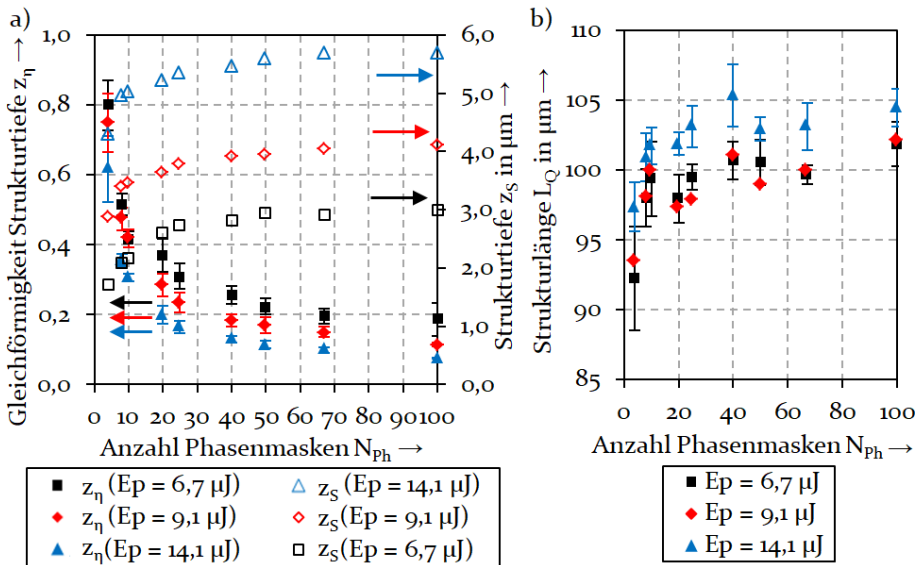


Bild 40: a) Gleichförmigkeit  $z_\eta$  und Mittelwerte der gemessenen Strukturturen  $z_S$  sowie b) Strukturlänge  $L_Q$  von 2,5D-Strukturen, die mit unterschiedlicher Pulsenergie und der Gesamtpulszahl  $N_{ges} = 1000$  unter Anwendung von speckle-behafteten Flat-Top-Profilen der Abmaße  $50 \times 100 \mu\text{m}$  abgetragen wurden (Werkstoff: 1.4301;  $f_p \leq 0,1 \text{ kHz}$ ;  $n' = 3$ )

Der homogene Abtrag mit einem ebenen Strukturboden und konstantem Tiefenniveau erfordert demnach - ebenso wie die Erzeugung eines homogenen Flat-Top-Profiles - die Mittelung des Abtrags von mehreren Phasenmasken. Zusätzlich zur Strukturhöhe bestätigen die hohen Standardabweichungen der Strukturlänge  $L_Q$  und die deutlich vom Sollwert  $102 \mu\text{m}$  abweichenden Werte bei einer niedrigen Anzahl an Phasenmasken (Bild 40b), dass mindestens 50 Phasenmasken notwendig sind, um ein homogenes Abtragungsergebnis mit konstanten lateralen Abmessungen zu erzielen. Die notwendige Anzahl gemittelter Phasenmasken, bei welcher der stationäre

Zustand von  $z_\eta$ ,  $z_S$  und  $L_Q$  erreicht ist, lässt sich ebenfalls durch die Berechnung der Strukturgeometrie ermitteln. Dafür kann die Strukturgeometrie unter Kenntnis des Intensitätsprofils mit den Modellen I bis III berechnet werden. Das Intensitätsprofil wiederum wurde entsprechend der Methode aus Kapitel 4.3.4, wie in Kapitel 5.2.1 dargestellt, berechnet. Dafür wurde die Stärke der Aberrationen  $a = 0,37$  angenommen.

Für die Pulsenergien  $6,7 \mu\text{J}$  und  $14,1 \mu\text{J}$  zeigt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Gleichförmigkeiten der Strukturtiefe (Bild 41a). Der Trend und die Absolutwerte können mit den Modellen I und II mit geringer Abweichung vorhergesagt werden, wobei mit Modell I die Gleichförmigkeit  $z_\eta$  insbesondere für die geringere Pulsenergie leicht unterschätzt wird. Diese Abweichung begründet sich in der mit Modell I überschätzten mittleren Strukturtiefe. Aufgrund der fehlenden Berücksichtigung der Inkubation wird besonders der Abtrag bei niedrigen Pulszahlen überschätzt. Dies wirkt sich bei geringen Fluenzen - im Bereich der Schwellfluenz  $F_{th}(N)$  - am stärksten aus (Bild 41b). Demgegenüber weisen die Ergebnisse von Modell II eine hohe Übereinstimmung von Gleichförmigkeit  $z_\eta$  und Strukturtiefe  $z_S$  mit dem Experiment auf. Entsprechend sind insbesondere die Topografien von Strukturen mit einem homogenen Strukturboden, die mit  $N_{Ph} = 100$  abgetragen wurden, sehr ähnlich (Bild 41d).

Im Bereich des vergleichsweise inhomogenen Abtrags mit  $N_{Ph} \leq 40$  zeigen die Ergebnisse beider Modelle jedoch signifikante Abweichungen von den gemessenen Strukturturen. Denn die berechneten Werte sind erkennbar höher (Bild 41b), was auf die lokal überschätzten Abtragstiefen zurückzuführen ist (Bild 41c). Verursacht wird diese größere mittlere Strukturtiefe durch Orte mit hoher Intensität, wo mit der dementsprechend hohen Pulszahl pro Phasenmaske  $N_{P/Ph} \geq 50$  hohe Abtragstiefen erreicht werden. Allerdings entstehen infolge der hohen lokalen Abtragstiefen und der mittleren Speckle-Größe von etwa  $6 \mu\text{m}$  (Kap. 5.2.1) lokal sehr hohe Aspektverhältnisse. Diese wiederum führen zur signifikanten Zunahme der lokalen Strahleinfallswinkel, welche die lokale Verzerrung des Strahls und veränderte Fresnel-Reflexion zur Folge haben. Beide Phänomene werden in den Modellen I und II nicht berücksichtigt, woraus die Überschätzung der lokalen Abtragstiefen resultiert.

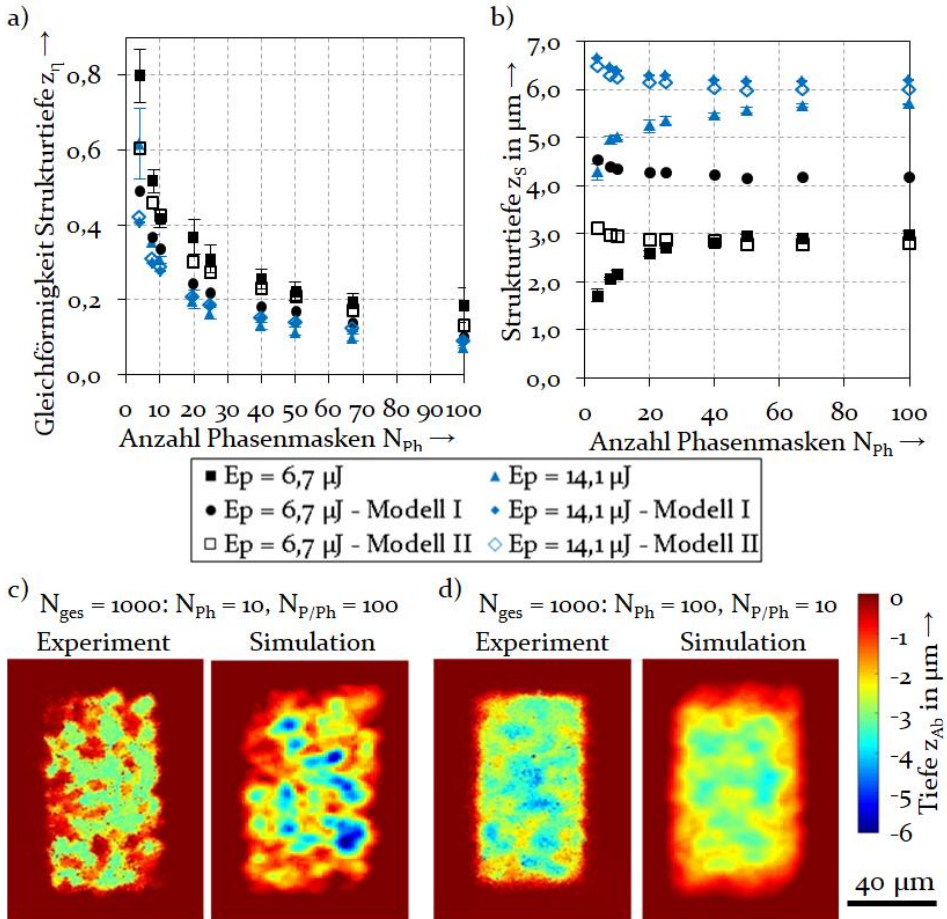


Bild 41: Ergebnisse aus Experiment und Modell (Varianten I und II) für a) Gleichförmigkeit der Strukturtiefe  $z_\eta$  und b) Strukturtiefe  $z_S$  jeweils in Abhängigkeit der Anzahl rekonstruierter Phasenmasken  $N_{Ph}$  und der Pulsenergie  $E_p$  sowie beispielhafte Topografien von rechteckigen Strukturen, die mit c)  $N_{Ph} = 10$  und d)  $N_{Ph} = 100$  alternativen Phasenmasken erzeugt wurden  $E_p = 6,7 \mu\text{J}$  ( $f_p \leq 0,1 \text{ kHz}$ )

Deshalb werden in Modell III zusätzlich zur Inkubation die vom Einfallswinkel abhängige Verzerrung der Intensitätsverteilung und die Fresnel-Reflexion berücksichtigt. Die gemessenen Strukturturen stimmen nun auch für eine geringe Anzahl an Phasenmasken mit den nach Modell III für die verwendete Pulsenergie  $E_p = 14,1 \mu\text{J}$  berechneten Strukturturen überein (Bild 42a). Die Strukturturen nach Modell III sind zwar etwas geringer als die Messwerte. Die Unterschätzung beträgt allerdings weniger als 8 %.

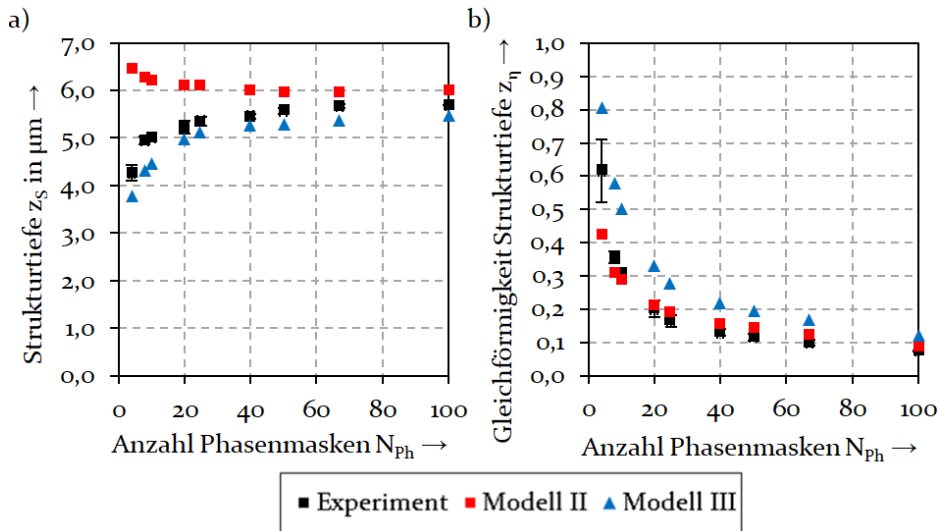


Bild 42: Ergebnisse der aus Experiment und den Abtragsmodellen II sowie III ermittelten a) Strukturturen und b) Gleichförmigkeit der Strukturturen für  $E_p = 14,1 \mu\text{J}$  ( $N_{ges} = 1000$ )

Als Ursache der Unterschätzung ist die im Experiment höhere tatsächlich absorbierte Fluenz zu vermuten. Denn die auftretenden laserinduzierten Nano- und Mikrostrukturen und die damit verbundenen Mehrfachreflexionen können die durch Verzerrung und Fresnel-Reflexion berechnete Fluenzänderung beeinflussen. Aufgrund der geringeren Strukturturen übersteigt die berechnete Gleichförmigkeit die Messwerte aus dem Experiment geringfügig (Bild 42b).

Die bis hierhin diskutierten Berechnungsergebnisse mit den Modellen I - III basieren stets auf Intensitätsprofilen, die gemäß der Methode in Kapitel 4.3.4 simuliert wurden. Die Plausibilität dieses Vorgehens sei anhand der nachfolgenden Gegenüberstellung der Strukturturen für unterschiedliche Pulsenergien und die Abtragsmodelle II und III nachgewiesen (Bild 43a). Dafür erfolgte die Berechnung der Strukturgeometrie zum einen mit simulierten Strahlprofilen (a) und zum anderen unter Verwendung der mittels Kamera erfassten Strahlprofile (b). Die deckungsgleichen Kurvenverläufe zeigen, dass die Berechnung des Abtragsresultates unabhängig davon ist, ob das Strahlprofil zuvor simuliert oder gemessen wurde. Genauso weisen die hohen qualitativen Übereinstimmungen der berechneten Topografien von 2,5D-Strukturen mit vergleichsweise inhomogenem und homogenem Abtrag die Fähigkeit des Ansatzes der Strahlprofilsimulation nach (Bild 43b).

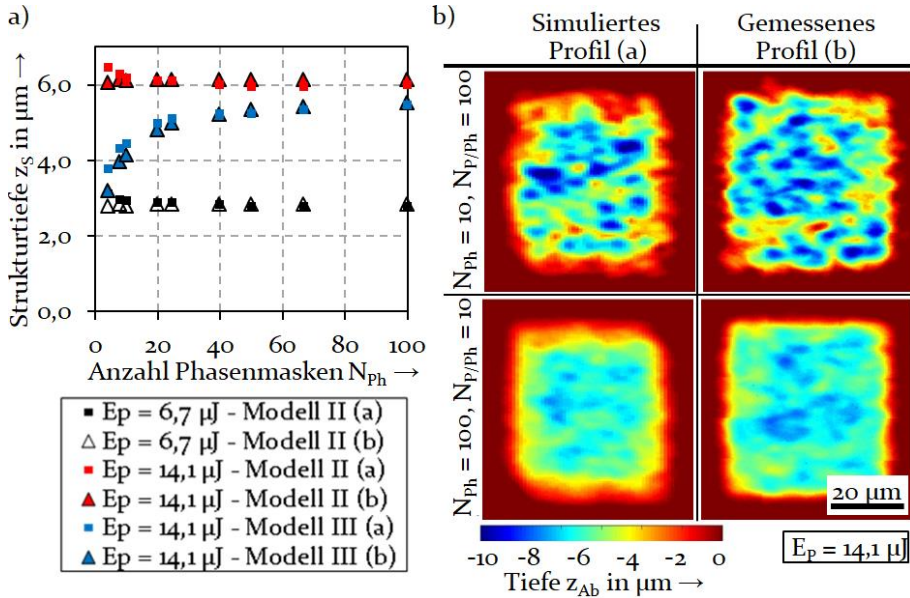


Bild 43: Mit den Modellen II und III berechnete a) Strukturturen und b) Topografien, die jeweils mit simulierten (Variante (a)) oder gemessenen (Variante (b)) Strahlprofilen und unterschiedlichen Pulsenergien entstehen ( $N_{ges} = 1000$ )

Nach der Verifizierung der Abtragsmodelle wird i. F. Modell III genutzt, um den Einfluss der Bearbeitungsabfolge der Phasenmasken auf die Abtragseffizienz der Erzeugung von 2,5D-Strukturen zu untersuchen. Die Bearbeitungsabfolge ist durch die Kombination der folgenden Parameter definiert: Der Anzahl aufeinanderfolgender Pulse pro Phasenmaske  $N_{p/ph}$ , der Anzahl an Phasenmasken  $N_{ph}$  und der Anzahl an Wiederholungen der Sequenz  $N_{Wh}$ , bestehend aus  $N_{p/ph}$  und  $N_{ph}$ . Demnach ergibt sich  $N_{Wh}$  gemäß folgender Gleichung:  $N_{Wh} = N / [N_{p/ph} \cdot N_{ph}] = N / N_{ges}$  (Kap. 4.3.5). Das Ziel ist ein homogener Materialabtrag, sodass die minimale Anzahl der Phasenmasken  $N_{ph} = 50$  beträgt. Der Abtrag soll mit maximaler Effizienz erfolgen und wird für Strukturen berechnet, die mit der Pulszahl  $N = 1000$  erzeugt werden. Motiviert wird die Untersuchung der Bearbeitungsabfolge durch die gewünschte Minimierung der Anzahl der Umschaltvorgänge zwischen unterschiedlichen Phasenmasken. Denn das Umschalten begrenzt die Bearbeitungsgeschwindigkeit, da im Fall des LCoS-SLM die Schaltzeiten von etwa 80 ms (Tabelle 4, S. 41) bei der Pulsrepetitionsrate  $f_p = 0,1 \text{ kHz} = 1/(10 \text{ ms})$  Pausen für das Umschalten erfordern.

Für den betrachteten homogenen Abtrag mit mindestens 100 alternativen Phasenmasken wirkt sich die Bearbeitungsabfolge auf die Gleichförmigkeit der Strukturhöhe insofern aus, dass  $z_\eta$  mit steigender Anzahl aufeinander-

derfolgender Pulse pro Phasenmaske  $N_{p/ph}$  zunimmt (Bild 44a). Zudem beeinflusst die Bearbeitungsabfolge die Abtragseffizienz signifikant, da mit zunehmender Anzahl an Phasenmasken eine höhere Effizienz realisierbar ist (Bild 44b). Bei konstanter Anzahl an Phasenmasken bewirkt die Erhöhung der aufeinanderfolgenden Pulse pro Phasenmaske  $N_{p/ph}$  die Abnahme der Abtragseffizienz. Der Maximalwert wird jeweils bei der minimalen Anzahl an Laserpulsen pro Phasenmaske  $N_{p/ph} = 1$  erreicht, bedeutet aber die maximale Anzahl an zeitintensiven Umschaltvorgängen. Dieses Verhalten wird durch die Inkubation verursacht, die bei einer hohen Anzahl an Phasenmasken idealerweise überall gleichermaßen an der Substratoberfläche erfolgt und zur Abnahme der Schwellfluenz führt. Hinsichtlich des effizienten Abtrags ist  $N_{p/ph}$  zu minimieren, um starke Neigungen der lokal strukturierten Oberfläche und dadurch hohe Strahleinfallswinkel zu vermeiden.

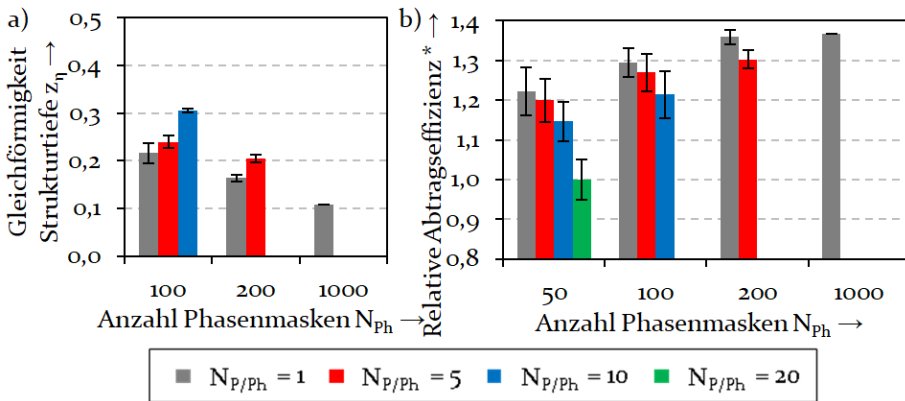


Bild 44: Einfluss der Bearbeitungsabfolge des simultanen Materialabtrags mit  $N = 1000$  Laserpulsen und unterschiedlichen Kombinationen von Pulszahl pro Phasenmaske  $N_{p/ph}$ , Anzahl an Phasenmasken  $N_{ph}$  und Anzahl der Sequenzwiederholungen  $N_{Wh}$  für  $E_p = 6,7 \mu\text{J}$  (Modellvariante III; Werkstoff: 1.4301,  $n' = 3$  ( $N_{ph} = 1000$ ,  $n' = 1$ ); \*...Die relative Abtragseffizienz beschreibt den Wert der Abtragseffizienz je Parameterkombination in Relation zur Parameterkombination ( $N_{ph} = 50$ ;  $N_{p/ph} = 20$ ;  $N_{Wh} = 1$ ) der grünen Säule.)

Der experimentelle Abgleich dieses Zusammenhangs zwischen Bearbeitungsabfolge und Abtragseffizienz erfolgt nicht in der vorliegenden Arbeit, da der verwendete LCoS-SLM nicht die notwendigen geringen Schaltzeiten ermöglicht. Für die Nutzung der Pulsrepetitionsrate ohne zusätzliche Umschaltphasen wäre ein sogenannter akustooptischer Strahlformer geeignet, der mit seinen geringen Schaltzeiten die Nutzung von Pulsrepetitionsraten bis zu einigen 100 kHz ermöglicht [172].

Hinsichtlich des Nutzens des Abtragsmodells für die Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit speckle-behaftetem Flat-Top-Profil bleibt festzuhalten,

dass mit dem Modell die minimal notwendige Anzahl an Phasenmasken für den Abtrag mit definierter Homogenität berechnet werden kann. Zudem können Abtragseffizienz und Strukturqualität in Abhängigkeit des Intensitätsprofils, der Bearbeitungsparameter und -abfolge modelliert werden.

### 6.4.2 Homogenisiertes speckle-freies Flat-Top-Profil

Als zweiter Ansatz der simultanen Laserstrukturierung wurde der Abtrag mit einem speckle-freien Flat-Top-Profil untersucht. Diese Untersuchung wurde dementsprechend mit einem konstanten Fluenzniveau durchgeführt, indem das in Kapitel 5.2.3 gezeigte homogenisierte Flat-Top-Profil mit den lateralen Abmaßen von  $30 \times 40 \mu\text{m}$  appliziert wurde. Für den Abtrag wurde die entsprechende Phasenmaske mit  $N$  Laserpulsen bei der Pulsrepetitionrate  $f_p = 0,1 \text{ kHz}$  bestrahlt, sodass der Materialabtrag mit der jeweils genannten Fluenz  $F$  erfolgte.

Die niedrigen Werte der Gleichförmigkeit der Strukturtiefe  $z_\eta \leq 0,25$  (Bild 45a) sowie die beispielhaften Strukturtopografien (Bild 45b) veranschaulichen, dass mit den speckle-freien Flat-Tops ein homogener Abtrag mit homogenem Strukturboden, d. h. geringer Tiefenschwankung realisierbar ist. Die Gleichförmigkeit der Tiefe liegt damit im Wertebereich von  $z_\eta$ , wie sie für Strukturen erreicht werden, die mit mehr als 50 alternativen Phasenmasken und speckle-behafteten Flat-Tops abgetragen wurden. Demnach können in Abhängigkeit von der Fluenz Strukturen mit einem Boden von geringer Rauheit erzeugt werden. Denn die Höhe der Fluenz beeinflusst das Auftreten von Ripples, Mikrokegeln und starker Schmelze (Bild 34, S. 93, Kap. 6.2.1), was zu einer geringen, hohen oder niedrigen Gleichförmigkeit der Tiefe führt.

Durch den Abtrag mit einem konstanten Fluenzniveau kann die ermittelte Abtragseffizienz, als Volumen pro gesamter benötigter Energie (Gl. (42)), einer konkreten Fluenz zugeordnet werden. Demgegenüber wird die fluenzabhängige Abtragseffizienz bei Anwendung eines Gaußprofils stets über unterschiedliche Fluenzen  $F(r)$  integriert, sodass keine fluenzspezifische Effizienz ermittelt werden kann. Aufgrund der Beugungsbegrenzung besitzt auch das reale Flat-Top-Profil Intensitätsflanken, die eine Abweichung von der konstanten Fluenz des Flat-Top-Plateaus bedeuten. Deshalb wurde die Abtragseffizienz sowohl für die Erzeugung der gesamten 2,5D-Struktur (Bild 46a) als auch für den Abtrag des  $20 \times 20 \mu\text{m}$  Auswahlbereichs im Strukturzentrum (Bild 34a, S. 93) ermittelt. Erwartungsgemäß ist die fluenzabhängige Effizienz im Auswahlbereich höher (Bild 46b), da

keine Intensitätsflanken berücksichtigt werden, welche die Abtragseffizienz reduzieren.

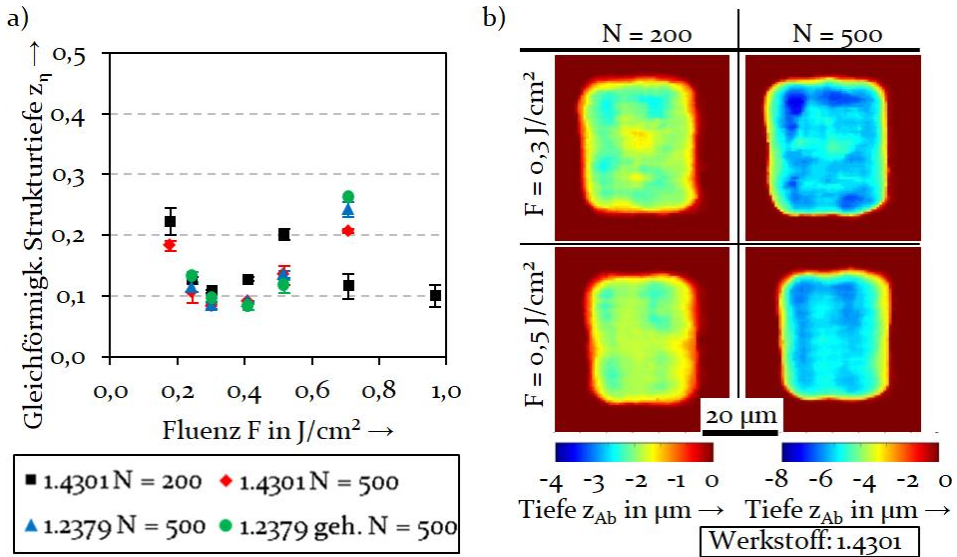


Bild 45: a) Gleichförmigkeit der Strukturtiefe für unterschiedliche Pulszahlen  $N$  und Werkstoffe, b) Topografie homogener Strukturen, die mit ausgewählten Pulszahlen und Fluenzen in 1.4301 abgetragen wurden ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ ;  $n' = 2$ )

Die maximale Abtragseffizienz wird jeweils etwa bei dem 2,9-fachen der Schwellfluenz im Sättigungszustand erreicht und entspricht damit ungefähr der gemäß Gleichung (18) berechneten optimalen Fluenz (Kap. 2.3.2). Die optimale Fluenz mit maximaler Abtragseffizienz ist damit wie erwartet geringer als mit einem gaußförmigen Strahlprofil. Die maximale Abtragseffizienz beträgt für 1.4301 und  $N = 500$  Pulse etwa  $2,4 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$  (Bild 46a). Die experimentellen Ergebnisse offenbaren zudem erneut die Abhängigkeit der Abtragseffizienz vom Werkstoff, da der Abtrag von 1.4301 energieeffizienter ist als von den weichgeglühten 1.2379-Substraten oder dem gehärteten Kaltarbeitsstahl 1.2379. Die werkstoffabhängigen Unterschiede der Abtragseffizienz nehmen - wie in den Untersuchungen mit Gaußprofil (Kap. 6.1.3) - mit steigender Pulszahl ab, da sie für  $N = 500$  geringer ausfallen als für  $N = 100$  (Bild 46b).

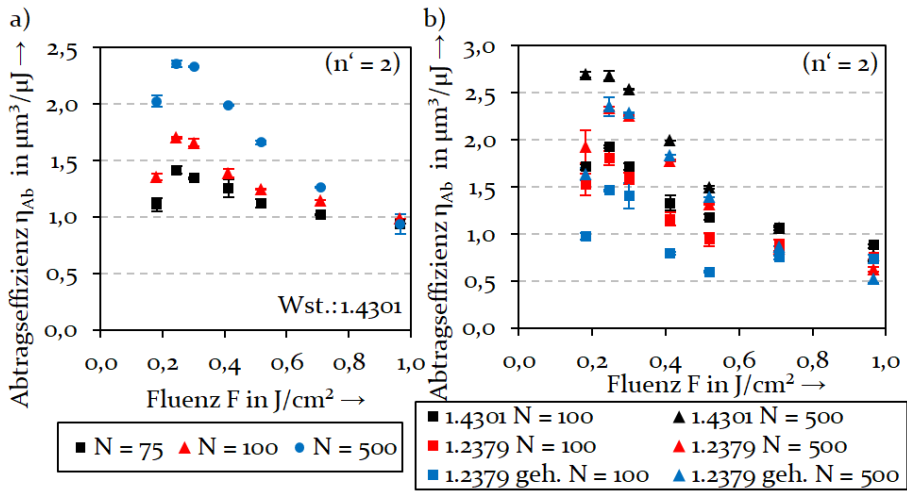


Bild 46: Pulszahl- und werkstoffabhängige Effizienz a) des Abtrags der gesamten 2,5D-Struktur mit dem homogenisierten Flat-Top-Profil der Abmaße  $30 \times 40 \mu\text{m}$  und b) des Abtrags eines  $20 \times 20 \mu\text{m}$  großen Auswahlbereichs im Zentrum der Struktur ( $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ )

Die Möglichkeit der Berechnung der Strukturgeometrie mit den Modellen I und II wird i. F. durch die Gegenüberstellung von experimentellen und berechneten Strukturturen nachgewiesen. Als Strahlprofil wurde in den Modellen stets das in Kapitel 5.2.3 gezeigte, durch die kamerabasierte Rückkopplung homogenisierte Flat-Top-Profil verwendet. Die Berechnung erfolgte mit den in Kapitel 6.3.2 genannten Materialparametern von Werkstoff 1.4301.

Der Vergleich der gemessenen mit den gemäß Modell II berechneten Strukturturen zeigt, dass die Strukturgeometrie mit Modell II prinzipiell berechnet werden kann (Bild 47a). Allerdings weichen die Tiefen des Modells von den Ergebnissen des Experiments fluenzabhängig unterschiedlich stark ab. Während die Tiefen für niedrige Fluenzen durch das Modell II unterschätzt werden, erfolgt für höhere Fluenzen  $F > 0,5 \text{ J/cm}^2$  eine Überschätzung. Diese fluenzabhängige Abweichung besitzt zwei Ursachen: Zum einen kann die experimentell ermittelte Abtragsschwellfluenz zu hoch angenommen sein. Aufgrund der begrenzten minimalen Auflösung des Laser-Scanning-Mikroskops bei der Topografieanalyse der Krater wird der reale Kraterdurchmesser mit Abtragstiefen im einstelligen Nanometerbereich nicht korrekt abgebildet. Demzufolge sind die ausgewerteten Kraterdurchmesser etwas zu klein, was gemäß der Zerstörschwellen-Methode zu einer höheren Schwellfluenz führt. Diese systematische Messabweichung kann durch die Topografiemessung mit einem Messsystem mit höherer Tiefenauflösung reduziert werden. Als zweite Ursache vereinfacht

der lineare Fit der Eindringtiefe nach Gleichung (25) (S. 27), die auf der exponentiellen Abschwächung der eingekoppelten Energie nach dem Gesetz von Lambert-Beer beruht, den Abtragsprozess mit ultrakurzen Laserpulsen. Dadurch wird der energieeffiziente Abtragsprozess der Spallation bei niedrigen Fluenzen nicht ausreichend berücksichtigt, sodass die Abtragstiefe im Modell unterschätzt wird. Demgegenüber wird bei höheren Fluenzen die Energieeffizienz von Abtragsvorgängen überschätzt, die zunehmend durch Phasenübergänge wie Phasenexplosion dominiert werden. Daraus resultiert die Überschätzung der Abtragstiefe.

Aufgrund der zweiten Abweichungsursache wurde das Verhältnis der Abtragstiefen pro Puls in Experiment und Modell II  $Q_{zS} = Z_{S(Exp)}/Z_{S(ModII)}$  für verschiedene Pulszahlen und unter Berücksichtigung der pulszahlabhängigen Schwellfluenzen analysiert (Bild 47b). Die ermittelten Verhältnisse  $Q_{zS}$  wurden mit einer Ausgleichsfunktion der Form  $Q_{zS} = k_a \cdot \ln[F/F_{th}(N)]^h$  (Gl. (51)) und den Fit-Parametern  $k_a$  sowie  $h$  gefittet. Diese Ausgleichsfunktion ist an Gleichung (25) orientiert, welche die Strukturtiefe in Abhängigkeit von der Spitzenfluenz  $F_0$  und der Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$  beschreibt. Durch Gleichung (51) soll, über Gleichung (25) hinausgehend, nicht nur das exponentielle Abklingen der Energie im Material sondern zusätzlich auch die Energieeffizienz der unterschiedlichen auftretenden Phasenübergänge berücksichtigt werden. Dabei wird angenommen, dass die Energieeffizienz des Abtrags mit steigender Fluenz abnimmt. Der Verlauf der Fit-Funktion ist in Bild 47b als rote Kurve im Fluenzbereich (B) dargestellt. Die Multiplikation der effektiven Energieeindringtiefe  $k_a$  mit dem fluenz- und schwellfluenzabhängigen Wert von  $Q_{zS}$  als Korrekturfaktor bezweckt die Annäherung der Eindringtiefe im Modell II an die im Experiment auftretende Eindringtiefe. Da im Fluenzbereich (A), knapp oberhalb der Schwellfluenz (Bild 47b), keine Messwerte der Tiefen von 2,5D-Strukturen ermittelt wurden und dort die Eindringtiefe aufgrund der geringen eingekoppelten Pulsenergie wieder abnimmt, wird in diesem Bereich kein Korrekturfaktor bzw.  $Q_{zS} = 1$  angewendet.

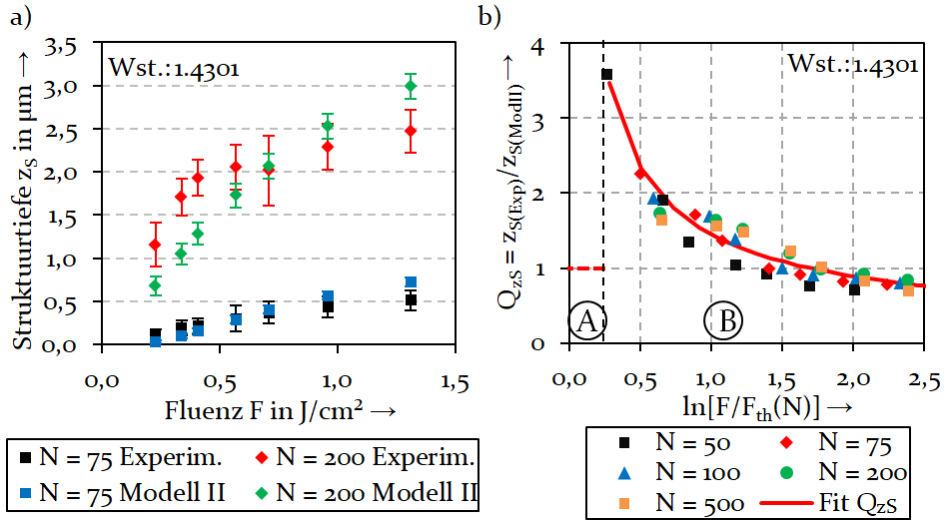


Bild 47: a) Im Experiment ermittelte und mittels Modell II berechnete mittlere Tiefe der 2,5D-Struktur, die mit homogenisiertem speckle-freiem Flat-Top-Profil abgetragen wurde, sowie b) berechnete Verhältnisse beider Strukturturen  $Q_{zS}$  in Abhängigkeit von Pulszahl  $N$  und pulszahlspezifischer Schwellfluenz  $F_{th}(N)$

Unter Anwendung des fluenzabhängigen Korrekturfaktors  $Q_{zS}$  für die Berechnung der Strukturgeometrie mit Modell II können die Strukturturen und damit die Abtragseffizienz mit geringer Abweichung gegenüber dem Experiment berechnet werden (Bild 48a). Gleiches gilt, falls der Korrekturfaktor  $Q_{zS}$  für die Berechnung des sequenziellen Abtrags mittels Modell II angewandt wird. So fallen auch für die in Kapitel 6.3.2 dargestellten Strukturen die Abweichungen zwischen den Strukturturen im Experiment und im Modell bei Berücksichtigung von  $Q_{zS}$  in Modell II geringer aus (Bild 48b). Der modellbasierte Vergleich der Maßhaltigkeit und der Effizienz von sequenziellem und simultanem Abtrag ist somit unter Berücksichtigung von Korrekturfaktor  $Q_{zS}$  möglich. Die Allgemeingültigkeit des Ansatzes zur Berechnung der Strukturturen unter Berücksichtigung von Multipulseffekten (Kapitel 6.3.1) wird dementsprechend durch die Anwendung des Korrekturfaktors  $Q_{zS}$  - insbesondere für die Gegenüberstellung der Abtragseffizienz unterschiedlicher Strahlprofile - nicht eingeschränkt. Allerdings erfordert die Übertragbarkeit des Ansatzes auf weitere Werkstoffe, beispielsweise für den Vergleich der Abtragseffizienz unterschiedlicher Stahllegierungen, die Verifizierung und die Validierung des Korrekturfaktors für die jeweiligen Werkstoffe.

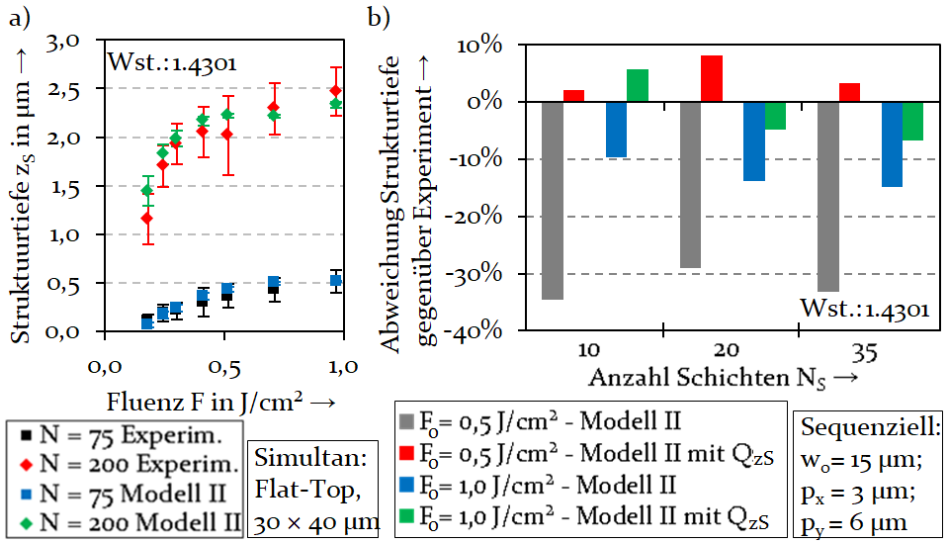


Bild 48: a) Im Experiment ermittelte und mittels Modell II einschließlich fluenzabhängigem Korrekturfaktor  $Q_{zS}$  berechnete mittlere Tiefe der 2,5D-Struktur, die simultan mit homogenisiertem speckle-freiem Flat-Top-Profil abgetragen wurde, sowie b) prozentuale Abweichung zwischen den Strukturturen in Experiment und Modell II (ohne und mit Korrekturfaktor  $Q_{zS}$ ) von sequenziell erzeugten Strukturen

## 6.5 Ansatz zur modellbasierten Steigerung der Abtragseffizienz des Mikro-Materialabtrags

Vor dem Hintergrund des bekannten Einflusses von Multipulseffekten beim Mikro-Materialabtrag wird i. F. die Vorgehensweise zur Modellierung der Strukturgeometrie zusammengefasst. Diese modellbasierte Berechnung der erzeugten 2,5D-Struktur ist die Grundlage für eine numerische Berechnung der Bearbeitungsparameter und des Intensitätsprofils, welche die maßhaltige Strukturierung mit maximaler Abtragseffizienz ermöglichen. Mit diesem Motiv werden die Abtrags- und die Prozesseffizienz der sequenziellen und der simultanen Strukturierung einer etwa  $5 \mu\text{m}$  tiefen rechteckigen Struktur gegenübergestellt. Dieses Beispiel bezweckt, das Potenzial der Produktivitätssteigerung des UKP-laserbasierten Mikro-Materialabtrags mithilfe der räumlichen Strahlformung unter Anwendung des vorgestellten Modells aufzuzeigen.

### 6.5.1 Vorgehensweise der Modellierung des Abtrags

Die Modellierung von räumlicher Intensitätsverteilung und Strukturgeometrie erfolgt in zwei Stufen. In der Stufe 1 wird das Strahlprofil berechnet

oder simuliert (Bild 49). Im einfachsten Fall handelt es sich um ein gaußförmiges Strahlprofil. Alternativ wird ein Flat-Top-Strahlprofil durch die Rekonstruktion von einer oder mehreren Phasenmasken simuliert. Die Wahl des Strahlprofils hängt von dem primären Zielkriterium ab, welches durch die Modellierung des Abtrags erreicht werden soll. Steht die hohe Prozesseffizienz der Laserstrukturierung  $\eta_P$  als Kombination aus der Effizienz von Strahl-Materie-Wechselwirkung und verwendeter Systemtechnik im Vordergrund, wird ein Gaußprofil angewandt. Demgegenüber wird mit einem Flat-Top-Profil primär die sehr effiziente Strahl-Materie-Wechselwirkung anhand der hohen Abtragseffizienz  $\eta_{Ab}$  angestrebt. Die Berechnung von Prozess- und Abtragseffizienz ist in Kapitel 4.3.6 erläutert. Der beispielhafte Vergleich der Effizienz von Gauß- und Flat-Top-Profil wird anschließend in Kapitel 6.5.2 diskutiert.

Die Phasenmasken zur Erzeugung des Flat-Top-Strahlprofils werden jeweils mittels Gerchberg-Saxton-Algorithmus (GSA) oder „double constraint“ GSA (DCGS) berechnet. Die Simulation des Flat-Top-Profiles erfolgt gemäß der in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Methode. Dabei werden die Aberrationen des für die Strahlformung genutzten optischen Systems berücksichtigt, um die Strahlqualität realitätsnah zu modellieren. Unter Anwendung dieser Methode wird neben der räumlichen Intensitätsverteilung auch die Beugungseffizienz der Phasenmaske berechnet, sodass mit der bekannten Pulsenergie die tatsächliche Fluenzverteilung ermittelt werden kann. Die somit bekannte Fluenzverteilung  $F(x, y)$  stellt einen Bearbeitungsparameter als Eingangsgröße der Stufe 2 des Modells für die Berechnung des Materialabtrags dar.

Zusammen mit den weiteren Bearbeitungsparametern für die sequenzielle oder simultane Strukturierung in Bild 49 kann die Strukturgeometrie als Ergebnis des Materialabtrags berechnet werden. Abhängig von der Strukturtiefe und der demzufolge erforderlichen durchschnittlichen lokalen Laserpulszahl ist dafür die Kenntnis der Schwellfluenz und der effektiven Energieeindringtiefe als Materialparameter notwendig. Diese können experimentell mit der Zerstörschwellen-Methode ermittelt und basierend auf Gleichung (8) pulszahlabhängig interpoliert werden. Während beim Abtrag sehr flacher Strukturen mit Strukturturen von weniger als ungefähr  $3\ \mu\text{m}$  die Pulszahlabhängigkeit beider Materialparameter aufgrund der niedrigen Pulszahl berücksichtigt werden sollte, genügt für tiefere Strukturen die Kenntnis der Parameter  $F_{th}(N \rightarrow \infty)$  und  $\delta_{eff}(N \rightarrow \infty)$  im Sättigungszustand der Inkubation. In diesem letztgenannten Fall liefert bereits Modellvariante I zur Berechnung des Abtrags hinreichend genaue Ergebnisse. Andernfalls muss die Strukturgeometrie mittels Modellvariante II berech-

net werden. Da im Fall des homogenen Abtrags mit maximaler Abtragseffizienz lediglich geringe Strahleinfallswinkel auftreten, muss der Einfallswinkel nicht gemäß Modellvariante III berücksichtigt werden.

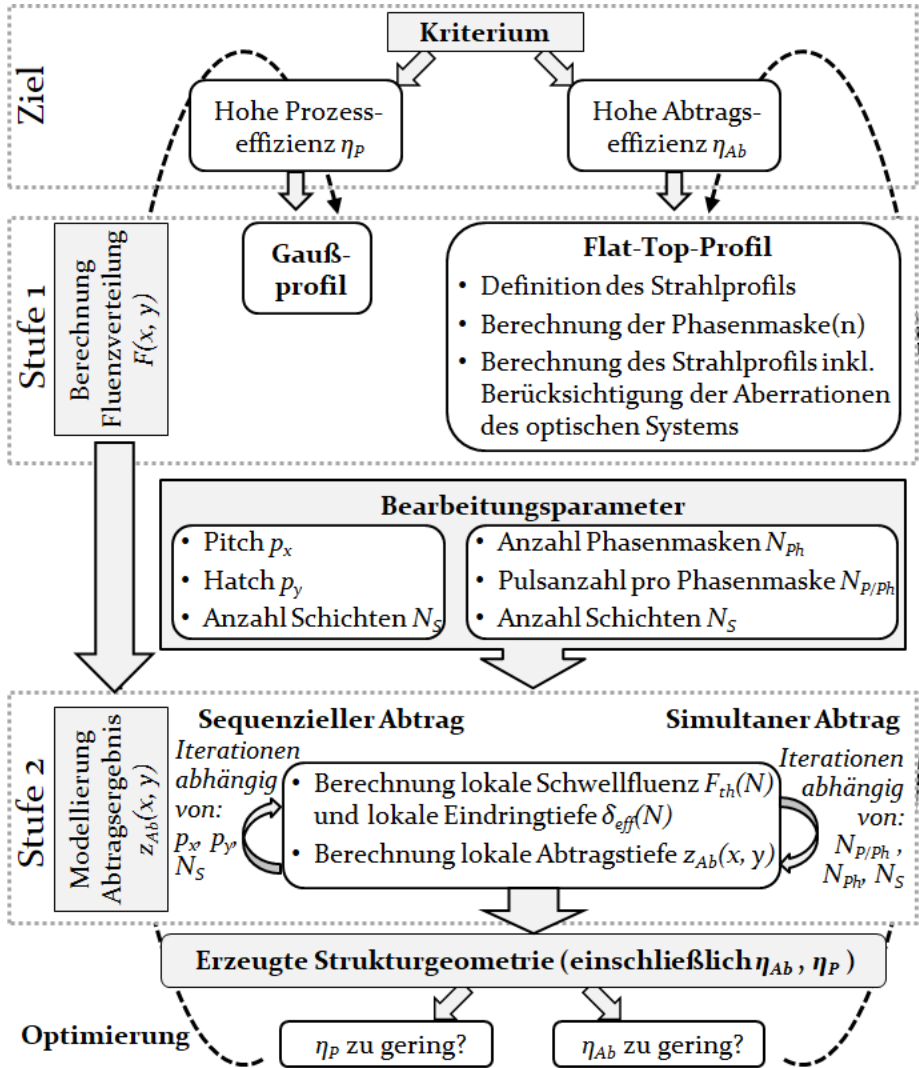


Bild 49: Vorgehensweise zur Berechnung der Strukturgeometrie, die durch einen homogenen UKP-laserbasierten Mikro-Materialabtrag entsteht: Verknüpfung von Berechnung des Strahlprofils (Stufe 1), Bearbeitungsparametern und der Berechnung der lokalen Abtragstiefe (Stufe 2) als Abtragsergebnis

Als Ergebnis des Abtrags werden neben der Strukturgeometrie die Zielgrößen zur Bewertung der Laserstrukturierung - Abtrags- und Prozesseffizienz  $\eta_{Ab}$  und  $\eta_p$  - berechnet (Bild 49). Diese beiden Zielgrößen können je nach

Ergebnis die Durchführung einer Optimierungsschleife in Form eines Folgedurchlaufs der Strukturgeometrieberechnung erfordern. Fällt die Abtragseffizienz zu gering aus, sollte entweder die Anpassung der Fluenz oder im Folgedurchlauf die Anwendung eines Flat-Top-Strahlprofils erfolgen, falls im ersten Durchlauf in Stufe 1 ein Gaußprofil berechnet wurde. Demgegenüber besteht bei zu geringer Prozesseffizienz die Möglichkeit,  $\eta_P$  durch die Wahl eines Gaußprofils zu steigern (siehe Kap. 6.5.2). Somit kann die dargestellte Vorgehensweise der Strukturgeometrieberechnung für die Optimierung auf das jeweilige Zielkriterium angewendet werden.

### 6.5.2 Potenzial zur Effizienzsteigerung der Laserstrukturierung mit angepasster Intensitätsverteilung

Auf Basis der modellierten Strukturgeometrien werden abschließend die Abtragseffizienzen und die gesamte Prozesseffizienz der sequenziellen und der simultanen Strukturierung von Stahllegierungen beispielhaft für Legierung 1.4301 gegenübergestellt. Aus dieser Gegenüberstellung lässt sich das Potenzial des Ansatzes der Strahlformung eines Flat-Top-Profiles zur Beschleunigung des Mikro-Materialabtrags mit Pikosekundenlaserpulsen ableiten und auf andere Pulsdauern von UKP-Lasern übertragen. Für diesen Vergleich wird für alle Strahlprofile der Radius des beugungsbegrenzten Laserspots  $w_0 = 6 \mu\text{m}$  angenommen, wie er in den in Kapitel 6.4 dargestellten Untersuchungen verwendet wurde. Mit dem identischen Spotradius ist gewährleistet, dass die Strukturen dieselben lateralen Abmessungen und denselben Eckenradius besitzen. Die in Bild 50 jeweils genannte Anzahl der Schichten  $N_S$  wurde stets so gewählt, dass bei der Fluenz  $F_{opt}$  mit der maximalen Abtragseffizienz die Strukturtiefe etwa  $5 \mu\text{m}$  beträgt. Demzufolge weisen die Strukturen bei niedrigerer oder höherer Fluenz als  $F_{opt}$  eine geringere oder größere Tiefe  $z_S$  auf.

Der sequenzielle Abtrag einer 2,5D-Struktur ist bei geringen räumlichen Pulsabständen, d. h. hohem räumlichen Überlapp der Laserpulse, mit hoher Abtragseffizienz möglich (Kap. 6.3.3). Aus diesem Grund werden die Strukturgeometrien für den Pitch und Hatch von  $p_x = 1,0 \mu\text{m}$  und  $p_y = 0,9 \mu\text{m}$  berechnet. Bild 50a zeigt den fluenzabhängigen Verlauf der Abtragseffizienz. Die maximale Abtragseffizienz wird bei der Fluenz  $F = 0,4 \text{ J/cm}^2$  erreicht und beträgt etwa  $1,5 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ . Der simultane Abtrag mit speckle-behafteten Flat-Top-Profilen der Abmaße  $30 \times 40 \mu\text{m}$  wurde mit  $N_{Ph} = 100$  Phasenmasken berechnet, sodass ein homogener Strukturboden resultiert. Die Phasenmasken wurden mit Einzelpulsen ( $N_{P/Ph} = 1$ ), der

Gesamtpulszahl  $N = 1000$  bei  $N_{Wh} = 10$  Sequenzwiederholungen bestrahlt, da diese Bearbeitungsabfolge die maximale Abtragseffizienz verspricht (Kap. 6.4.1). Die Berechnung des Abtrags erfolgte mit Modellvariante II. Die maximale Abtragseffizienz beträgt etwa  $1,6 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$  und wird bei der Pulsenergie  $E_p = 3,0 \mu\text{J}$  erreicht. Die modellbasierten Abtragseffizienzen mit homogenisiertem Flat-Top-Profil wurden gemäß Modell II unter fluenzabhängiger Anpassung der Eindringtiefe mittels des Korrekturfaktors  $Q_{zS}$  berechnet (Kap. 6.4.2).

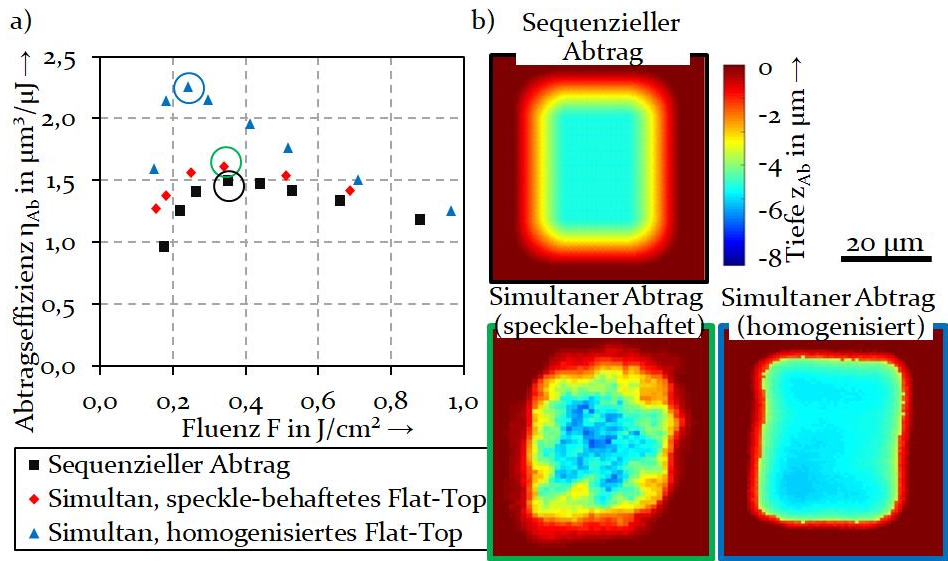


Bild 50: a) Fluenzabhängiger Verlauf der Abtragseffizienz sowie b) drei Topografien der sequenziell und simultan jeweils mit maximaler Abtragseffizienz erzeugten Strukturen der mittleren Strukturtiefe  $z_S = 5 \mu\text{m}$

Der Vergleich der durch die drei Strahlprofile erreichbaren Abtragseffizienzen verdeutlicht, dass mit einem homogenen speckle-freien Flat-Top-Profil die höchsten Abtragseffizienzen erreichbar sind. So kann die maximale Abtragseffizienz gegenüber der sequenziellen Laserstrukturierung um knapp 45 % gesteigert werden. Die Abtragseffizienz der simultanen Strukturierung mit speckle-behaftetem Flat-Top übersteigt die des sequenziellen Abtrags nur geringfügig, ist somit ebenfalls deutlich geringer als die Abtragseffizienz mit homogenem Flat-Top. Die Abtragseffizienzsteigerung mit homogenisiertem Flat-Top-Profil beruht auf der Vermeidung der Materialüberhitzung im Bereich des Flat-Top-Plateaus und der Reduktion des Verhältnisses der Intensitätsflankenbreite zur Breite des Flat-Top-Plateaus. Deshalb ist die Abtragseffizienzsteigerung

mit einem Flat-Top-Profil am höchsten, wenn das Flat-Top-Plateau eine hohe Homogenität aufweist und keine Mittelung von Strahlprofilen notwendig ist.

Um die Effizienz des Laserstrukturierungsprozesses zu beurteilen, wird zusätzlich die Lichteffizienz der Strahlformung berücksichtigt. Diese setzt sich aus der Beugungseffizienz der verwendeten Phasenmasken und den Reflektivitäten der verwendeten optischen Elemente zusammen (Kap. 4.3.3). Die Beugungseffizienzen wurden aus Kapitel 5.2 übernommen. Zur Vereinfachung werden nur die Reflektivitäten der optischen Elemente berücksichtigt, die bei der holografischen Strahlformung zusätzlich zu den Komponenten beim Abtrag mit gaußförmigem Strahlprofil verwendet werden: Dies sind der LCoS-SLM und der 4f-Aufbau, mit dem der Strahldurchmesser an die Apertur des Galvanometerscanners angepasst wird (Bild 8, S. 40). Die Reflektivität des LCoS-SLM beträgt etwa 97 %, während die Reflexionsverluste durch die verwendeten Linsen des 4f-Aufbaus laut Spezifikation zu 2,0,19 % angenommen wurden [174]. Unter Berücksichtigung der erreichten Lichteffizienzen besitzt die sequenzielle Strukturierung eine höhere Prozesseffizienz als die simultane Strukturierung (Bild 51).

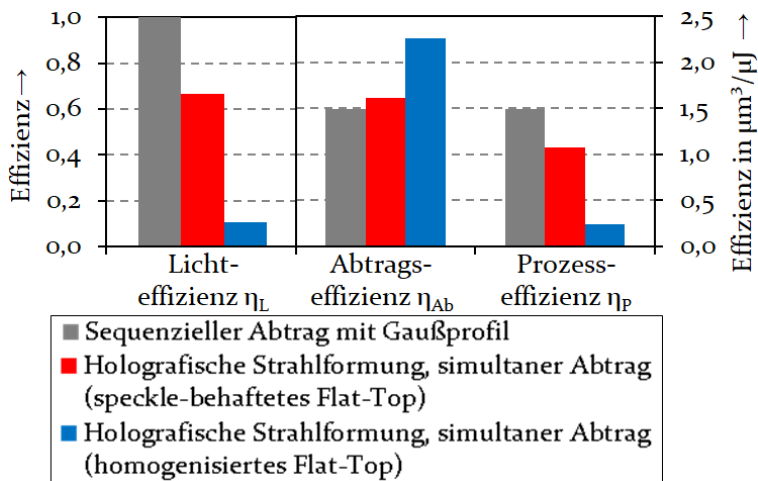


Bild 51: Lichteffizienz der Strahlformung, Abtragseffizienz und gesamte Prozesseffizienz der modellierten Laserstrukturierung von 1.4301 ( $f_p = 0,1$  kHz)

Insbesondere aufgrund der geringen Beugungseffizienz der Phasenmasken zur Strahlformung eines speckle-freien Flat-Tops ist die Prozesseffizienz als Gesamteffizienz des simultanen Strukturierungsprozesses mit homogenisiertem Flat-Top-Profil um knapp eine Größenordnung niedriger als mit Gaußprofil. Aus diesem Vergleich resultiert die Schlussfolgerung, dass der

Einsatz der holografischen Strahlformung mittels LCoS-SLM die Erhöhung der Beugungseffizienz auf etwa 70 % erfordert, um von der hohen Abtrags-effizienz des Flat-Tops zu profitieren. Die Beugungseffizienz kann allerdings durch andere Ansätze der Strahlformung mittels SLM gesteigert werden [175]. In diesem Fall ermöglicht der Beschleunigungsansatz der simultanen Strukturierung mit Flat-Top-Profil die Wahrung oder gar die Steigerung der Prozesseffizienz. Infolgedessen kann mit diesem Ansatz die Produktivität des UKP-Mikro-Materialabtrags, d. h. das pro Zeiteinheit abgetragene Volumen, erhöht werden.

Hinsichtlich der Steigerung der Abtragseffizienz bietet die Erhöhung der Pulsrepetitionsrate zusätzliches Potenzial zur Prozessbeschleunigung, sodass erwünschte Effekte der Wärmeakkumulation die Beschleunigung der Laserstrukturierung ermöglichen. So führt eine Pulsrepetitionsrate im Multi-kHz-Bereich infolge der Wärmeakkumulation zur Zunahme der effektiven Eindringtiefe, wodurch die Abtragseffizienz beim Abtrag mit  $f_p = 100$  kHz gegenüber dem Abtrag mit  $f_p = 0,1$  kHz steigt (Bild 52) [173]. Neben der Abtragseffizienzsteigerung bewirkt eine erhöhte Pulsrepetitionsrate auch aufgrund der schnelleren Pulsabfolge eine kürzere Bearbeitungszeit und damit sowohl Prozessbeschleunigung als auch Erhöhung der Produktivität. Dieser Einfluss der Bearbeitungszeit soll hier allerdings nicht weiter betrachtet werden.

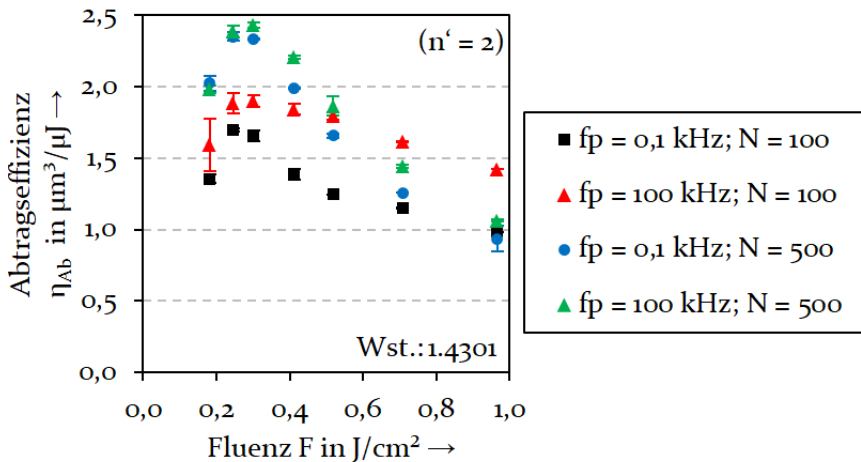


Bild 52: Im Experiment ermittelte fluenzabhängige Abtragseffizienz der Erzeugung von 2,5D-Strukturen mit homogenisiertem Flat-Top-Profil bei den Pulsrepetitionsraten  $f_p = 0,1$  kHz und  $f_p = 100$  kHz

Durch diese moderate Steigerung der Pulsrepetitionsrate kann gleichzeitig eine hohe Strukturqualität in Form einer hohen Maßhaltigkeit und mit

ähnlicher Morphologie des Strukturbodens gewahrt werden (Bild 53). Damit zeigen sowohl die experimentellen Ergebnisse der Laserstrukturierung von Stahllegierungen als auch die modellbasierte Berechnung der Strukturgeometrie, dass durch den Einsatz angepasster räumlicher Strahlprofile die Abtragseffizienz beim pikosekunden-laserbasierten Mikro-Materialabtrag gesteigert werden kann.

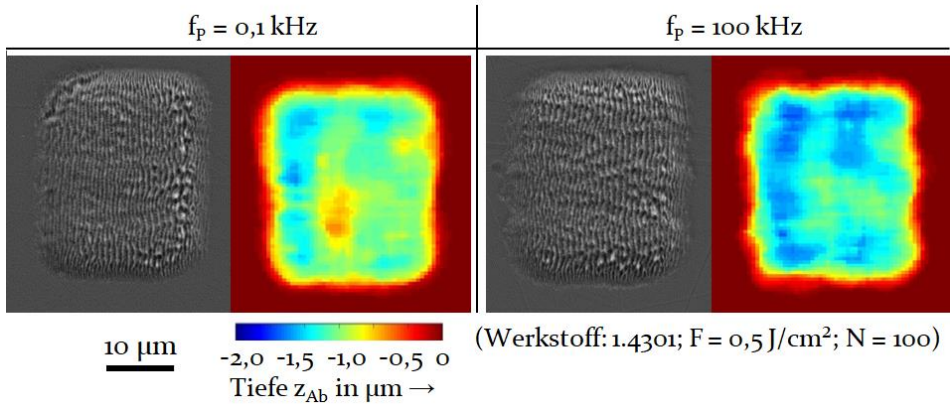


Bild 53: REM-Aufsicht der Morphologie (jeweils links) und Topografie (jeweils rechts) von bei den Pulsrepetitionsraten  $f_p = 0,1 \text{ kHz}$  und  $f_p = 100 \text{ kHz}$  erzeugten Strukturen



## 7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation wurde eine Methode zur modellbasierten Steigerung der Abtragseffizienz vorgestellt, die auf der Kenntnis von Multipulseeffekten bei der Laserstrukturierung basiert und die digitale holografische Strahlformung von Flat-Top-Profilen nutzt. Die Ursachen und Auswirkungen von Multipulseeffekten der Inkubation, d. h. der Pulszahlabhängigkeit des Abtragsverhaltens, wurden für den Mikro-Materialabtrag von Stahllegierungen untersucht. Die gemessene Abnahme der pulszahlabhängigen Reflektivität der strukturierten Substratoberfläche wurde als eine Ursache der mit steigender Pulszahl sinkenden Abtragungsschwellfluenz identifiziert. Als zweite Ursache beeinflusst die mit steigender Pulszahl sinkende Energieeindringtiefe die Inkubation. Die Schwellfluenz und die Energieeindringtiefe erreichen für alle untersuchten Stahllegierungen einen Sättigungszustand, in welchem sich beide Größen mit weiter steigender Pulszahl nicht mehr ändern.

Mit dem Ziel der flexiblen Erzeugung der räumlichen Intensitätsverteilung wurde die digitale holografische Strahlformung mittels eines Flüssigkristall-basierten räumlichen Lichtmodulators (LCoS-SLM) untersucht. Die erzeugten homogenen Flat-Top-Strahlprofile können unter Berücksichtigung der systembedingten Aberrationen und der Vergrößerung des Frequenzbereichs - durch die Multiplikation der Wellenfunktion am Ort der Phasenmaske mit einer Rechteck-Fensterfunktion - simuliert werden. Basierend auf der Simulation des Strahlprofils und unter Kenntnis der Auswirkung der Multipulseeffekte auf den Materialabtrag wurde die Strukturgeometrie als Abtragsergebnis modelliert. Dafür wurden erstmalig die pulszahlabhängige Schwellfluenz und Eindringtiefe einschließlich ihres Sättigungsverhaltens als experimentell ermittelte Materialparameter berücksichtigt.

Die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Schwellfluenz und Eindringtiefe zeigen lediglich eine geringe Abhängigkeit von den untersuchten Stahlwerkstoffen. Allerdings führt die Kombination aus geringfügig höheren Schwellfluenzen und niedrigeren Eindringtiefen zur signifikanten Abnahme der werkstoffspezifischen Abtragseffizienz. Hinsichtlich des Einflusses der Substrathärte zeigte sich für die Stahllegierung 1.2379, dass die Substrate mit etwa 3,5-facher Härte eine geringere Abtragseffizienz als die weichge-

glühten Substrate derselben Legierung aufweisen. Obwohl durch den Härteprozess modifizierte thermophysikalische Eigenschaften nicht ausgeschlossen werden können, scheint die Härte die erreichbare Effizienz des pikosekunden-laserbasierten Abtrags zu beeinflussen.

2. Unter der Annahme eines verdampfungsbasierten Abtrags wurde die Stärke der Einflüsse auf die Inkubation bewertet. Die Reflektivität und die reale Energieeindringtiefe sinken im Pulszahlbereich  $1 \leq N \leq 200$  ähnlich gegenüber ihrem jeweiligen Ausgangswert für den ersten Laserpuls. Deshalb tragen beide Einflüsse gleichermaßen zur Abnahme der Schwellfluenz und dementsprechend der Inkubation bei.
3. Die bei der digitalen holografischen Strahlformung auftretenden Intensitätsschwankungen in Form von Speckle reduzieren sowohl die Homogenität eines Flat-Top-Profiles als Merkmal der Strahlqualität als auch die Qualität des Mikro-Materialabtrags signifikant.
4. Die Modellierung der mit speckle-behafteten Flat-Top-Profilen erzeugten Strukturgeometrie offenbart, dass durch die Berücksichtigung von Multipulseffekten die Abtragseffizienz gesteigert werden kann. Denn die Bearbeitungsabfolge mit mehreren aufeinanderfolgenden alternativen Phasenmasken und Laserpulsen pro Phasenmaske beeinflusst die Abtragseffizienz.
5. Durch die Gegenüberstellung von sequenzieller Strukturierung mit gaußförmigem Strahlprofil und simultaner Strukturierung mit Flat-Top-Profil wurde nachgewiesen, dass der Einsatz angepasster Intensitätsverteilungen die Steigerung der Abtragseffizienz ermöglicht. Um das Potenzial der Abtragseffizienzsteigerung von knapp 45 % für den UKP-Materialabtrag mit hoher Produktivität zu nutzen, bedarf es einer hohen Lichteffizienz der Strahlformung.

Die durchgeführte Quantifizierung der Inkubationseinflüsse und deren Berücksichtigung in dem vorgestellten Modell zur Berechnung der Strukturgeometrie können als Grundlage für eine Bearbeitungssimulation genutzt werden. Zusammen mit der Simulation des durch holografische Strahlformung erzeugten Strahlprofils ermöglicht das Modell die Steigerung von Abtragseffizienz und Produktivität des UKP-Materialabtrags. Damit stellt die vorliegende Arbeit die Werkzeuge für die Beschleunigung der UKP-Laserstrukturierung durch die Bestrahlung größerer Flächen, d. h. den simultanen Abtrag, zur Verfügung.

## 8 Summary

In the present thesis, a model-based method was presented to increase ablation efficiency of picosecond pulsed laser structuring. This method considers multi-pulse effects during laser-based micro structuring and the usage of digital holographic flat-top beam shaping. For material removal of steel alloys, reasons and effects of pulse number depending ablation behavior - called incubation - were investigated. The analyzed reduced reflectivity of the substrate surface, which was already processed, represents one reason for decreasing ablation threshold fluence at higher number of laser pulses. The energy penetration depth, which decreases with increasing number of pulses, affects incubation to the same extent. For each analyzed steel alloy, incubation saturates because the ablation threshold fluence and the energy penetration depth stagnate at a certain number of pulses.

Digital holographic beam shaping by means of a liquid-crystal-on-silicon based spatial light modulator (LCoS-SLM) was investigated, aiming at the flexible adaption of the spatial intensity distribution. It has been shown, that the shaped homogeneous flat-top profile can be simulated when aberrations of the optical setup are considered and the range of spatial frequencies during beam shaping is enlarged. The range of spatial frequencies is enlarged by the multiplication of the wave function at the phase mask with a rectangular window function. The geometry of the generated micro features was calculated by the presented model, which is based on the simulation of the intensity profile and the analyzed multi-pulse effects. For this purpose, pulse number depending variation and saturation of the ablation threshold and the energy penetration depth were implemented within the model.

The major findings of this thesis are summarized in the following:

1. Ablation threshold fluence and energy penetration depth depend slightly on the steel alloy. However, alloy dependent ablation efficiencies significantly differ from each other due the combination of slightly higher threshold fluence and lower energy penetration depth. The hardened substrates of steel alloy 1.2379 exhibit lower ablation efficiency than the annealed substrates of the same alloy. Therefore, material hardness seems to affect ablation efficiency of picosecond laser-based material removal. However, different thermophysical properties resulting from

hardening heat treatment cannot be completely excluded as an additional reason.

2. Under the simplifying assumption of evaporation-based material removal, the strength of influences on incubation was quantified. Changing substrate reflectivity and real energy penetration depth induce equally decreasing threshold fluence and, therefore, influence equally incubation. Both parameters decline proportionally to their initial value within the pulse number range  $1 \leq N \leq 200$ .
3. Speckle, which represent spatial intensity fluctuations and can occur in digital holographic beam shaping, significantly reduce quality and homogeneity of flat-top intensity profiles, respectively. Moreover, the quality of material removal during micro structuring is significantly reduced.
4. Model-based calculations of resulting micro feature geometries have shown, that ablation efficiency can be increased due to the consideration of multi-pulse effects during microstructuring with speckled flat-top profiles. Ablation efficiency is affected by the machining sequence. In this context, the machining sequence is composed of a certain number of successive alternative phase masks and laser pulses per phase mask.
5. The comparison of sequential laser structuring with Gaussian intensity profile and simultaneous laser structuring with flat-top profile revealed the possibility, that the ablation efficiency can be increased by means of adapted spatial intensity profiles. Light efficiency of beam shaping has to be increased to exploit the full potential of ablation efficiency improvement.

The quantification of influences on incubation and their consideration within the presented model of micro feature geometry calculation can be applied for the simulation of micro machining. In combination with the beam shaping simulation of the intensity profile it can be utilized to increase ablation efficiency and productivity of ultrashort pulsed (USP) laser-based structuring, eventually. Thus, the present thesis provides methods for the acceleration of USP laser-based structuring by means of simultaneous material removal of enlarged areas.

# A Anhang

## A.1 Thermophysikalische und optische Werkstoffparameter metallischer Elemente und von 1.4301

Tabelle 12: Parameter metallischer Elemente und von 1.4301 zur Berechnung der Energieeindringtiefen (\* Ergebnis eigener Ellipsometer-Messung (Kap.4.2.4), nach Daten in [39], [44], [49], [130], [176]-[183])

Chemisches Element oder Werkstoff	Fe	Cr	Ni	Mo	Stahl 1.4301
Elektronen-Gitter-Kopplung $\alpha_{\text{El-G}}$ in $10^{17} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$	2,4	4,2	2,0	1,9	5,8
Wärmeleitfähigkeit $\gamma_{\text{El}}$ in $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ (bei $T_G = 293 \text{ K}$ )	80	95	91	135	15
Elektronenwärmekapazität $c_{\text{El}}$ in $10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$	4,980	0,970	1,495	1,486	3,800
Schmelztemperatur $T_S$ in K	1808	2180	1728	2896	1700
Gitterwärmekapazität $c_G$ in $10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ (bei $T_G = 293 \text{ K}$ )	3,5	2,7	4,1	2,8	3,74
Temperaturleitfähigkeit $\kappa$ in $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (bei $T_G = 293 \text{ K}$ )	3,6	2,9	2,4	5,2	4,0
Extinktionskoeffizient $k$ (für $\lambda = 1060 \text{ nm}$ )	4,32	3,58	5,84	5,30	5,06*

Tabelle 13: Thermophysikalische Werkstoffparameter der chemischen Elemente von 1.4301 und 1.2379 nach [184]

Chemisches Element	Fe	C	Si	Cr	Ni	Mn	Mo	V
Verdampfungs-temperatur $T_V$ in K	3273	4300	3173	2944	3186	2334	4912	3680
Schmelzenthalpie $\Delta H_S$ in J/g	247	1708	730	394	349	373	214	403
Verdampfungs-enthalpie $\Delta H_V$ in J/g	6213	59583	12776	6519	6440	4007	6250	8900

## A.2 Temperaturanstieg durch Wärmeakkumulation $\Delta T$

Die Zunahme der Oberflächentemperatur  $\Delta T(x, y, z, r)$  infolge der verbleibenden Wärme beim Materialabtrag mit einer Folge von  $N$  Laserpulsen kann abhängig von der räumlichen Intensitätsverteilung, den Bearbeitungs- und Werkstoffparametern berechnet werden. Basierend auf der Wärmeleitungsgleichung wird die Beschreibung des Temperaturanstiegs unter den nachfolgenden Annahmen hergeleitet:

- Abhängig von der Reflektivität  $R$  wird der Anteil  $(1-R)$  der eingestrahnten Fluenz in die Substratoberfläche eingekoppelt. Ein Anteil dieser eingekoppelten Energie führt zum Abtrag, während der Anteil  $\eta_{Heat}$  nach der Ablation im Substrat als Wärme verbleibt.
- Es wird eine instantane Energiezufuhr durch den Laserpuls angenommen, sodass die Energie durch die punktförmige Wärmequelle  $Q$  emittiert wird.
- Vom Substrat findet kein Wärmetransport in die Umgebung statt. Stattdessen erfolgt der Wärmetransport ausschließlich durch Wärmeleitung in das Substrat.
- Die Werkstoffparameter sind temperaturunabhängig.

Die Wärmequelle entsteht durch den Laserspot mit einer räumlich gaußförmigen Intensitätsverteilung mit dem Spotradius  $w_0$  und der Pulsenergie  $E_P$ . Die Energie des Laserpulses wird in das Material eingekoppelt und nach dem Gesetz von Lambert-Beer exponentiell mit der charakteristischen Energieeindringtiefe  $\delta_{eff}$  in der Materialtiefe  $z$  verteilt (Kap. 2.2.1). Ein Anteil der eingekoppelten Energie führt zum Materialabtrag, während der Anteil  $\eta_{Heat}$  als Wärme im Substrat verbleibt. Die zurückbleibende Wärme entspricht einer punktförmigen Wärmequelle (Gl. (52)), deren Energie  $Q_{Heat}$  durch Wärmeleitung in den dreidimensionalen Halbraum (ausschließlich in negativer  $z$ -Richtung) verteilt wird [185]. Experimentelle Werte des Anteils verbleibender Wärme  $\eta_{Heat}$  wurden unter anderem von Bauer et al. [85] mittels kalorimetrischer Messungen ermittelt.

$$Q_{Heat} = \eta_{Heat} \cdot Q = \eta_{Heat} \frac{4E_P(1-R)}{\pi \cdot w_0^2} \cdot \frac{1}{\delta_{eff}} e^{-\frac{r^2}{w_0^2}} \cdot e^{-\frac{z}{\delta_{eff}}} \quad (52)$$

Das zeitabhängige Temperaturfeld an der Substratoberfläche ( $z = 0$ ), das durch die punktförmige Wärmequelle nach einem Einzelpuls entsteht, berechnet sich zu:

$$\Delta T_P(r, t) = \eta_{Heat} \frac{4E_P(1-R)}{\pi \cdot w_0^2 \cdot \delta_{eff}} \frac{Q_{Heat}}{\rho \cdot c_P \cdot \sqrt{4\pi \cdot \kappa \cdot t}} e^{-\frac{r^2}{4 \cdot \kappa \cdot t}} \quad (53)$$

Das entstehende Temperaturfeld hängt nach Gleichung (53) von den Bearbeitungsparametern - wie der Pulsenergie  $E_P$  und dem Spotradius  $w_0$  - sowie den Werkstoffparametern Dichte  $\rho$ , Wärmekapazität  $c_P$  und Leitfähigkeit  $\kappa$  ab. Der Temperaturanstieg infolge des Abtrags mit einer Folge von  $N$  Laserpulsen resultiert aus der Summe der Temperaturänderungen durch die einzelnen Laserpulse  $\Delta T_P$ , die mit der Pulsrepetitionsrate  $f_P$  auf einen Ort z. B.  $x = y = 0$  (Gl. (54)) treffen [86]:

$$\Delta T(r, t, N) = \sum_{m=1}^{N+1} \Delta T_P \left( t - \frac{m-1}{f_P}, N \right) \cdot \Theta \left( t - \frac{m-1}{f_P} \right) \quad (54)$$

In Gleichung (54) beschreibt  $\Theta$  die Einheitssprungfunktion, die für Argumente ( $< 0$ ) den Funktionswert 0 und Argumente ( $> 0$ ) den Funktionswert 1 annimmt. Durch Einsetzen von (54) in (53) resultiert der Temperaturanstieg  $\Delta T$  nach einer Pulsfolge mit  $N$  Laserpulsen:

$$\Delta T(r, t, N) = \eta_{Heat} \frac{4E_P(1-R)}{\pi \cdot w_0^2 \cdot \delta_{eff}} \frac{1}{\rho \cdot c_P \cdot \sqrt{(4\pi \cdot \kappa)^3}} \cdot \sum_{m=1}^{N+1} \frac{\Theta \left( t - \frac{m-1}{f_P} \right)}{\sqrt{\left( t - \frac{m-1}{f_P} \right)^3}} e^{-\frac{r^2}{4 \cdot \kappa \cdot \left( t - \frac{m-1}{f_P} \right)}} \quad (55)$$

### A.3 Wahl der räumlichen Auflösung der Fensterfunktion für die Simulation der Intensitätsverteilung

Zur Erhöhung der räumlichen Auflösung in der Fourierebene wurde das elektrische Feld in der Objektebene (SLM-Ebene) mit einem 2D-Rechteckfenster (entspricht einem Flat-Top) multipliziert. Diese Multiplikation mit der Fensterfunktion  $w(u, v)$  bezweckt, dass - ähnlich wie bei der Strahlformung im Experiment - auch hohe Ortsfrequenzen zur Entstehung der Intensitätsverteilung als Interferenzmuster in der Fourierebene beitragen.

Die Kantenlänge des quadratischen Fensters mit dem Funktionswert 1 beträgt, wie die Kantenlänge der Phasenmaske, 600 Pixel. Da die gesamte Kantenlänge der Fensterfunktion  $w(u, v)$  die maximale Ordnung zur Strahlformung beitragender Ortsfrequenzen beeinflusst, wurde diese Kantenlänge variiert. Ziel der Variation ist die Identifikation der minimalen Kantenlänge bzw. Auflösung, ab der kein Einfluss mehr auf die Bewertungsgrößen der Strahlgleichförmigkeit und der Beugungseffizienz auftritt. Durch die minimale Auflösung wird ein geringer Rechenaufwand angestrebt. Die Pixelzahl der Kantenlänge wurde in ganzzahligen Schritten der Auflösung der Phasenmaske von 600 Pixeln variiert und ist in Bild 54 deshalb als „Faktor der Auflösung Phasenmaske“ angegeben.

Die Ergebnisse in Bild 54 zeigen, dass die Kantenlänge der Fensterfunktion ab der vierfachen Auflösung keine Änderung von Strahlgleichförmigkeit und Beugungseffizienz bewirkt. Dementsprechend wird für die Fensterfunktion eine Kantenlänge von 2400 Pixeln gewählt.

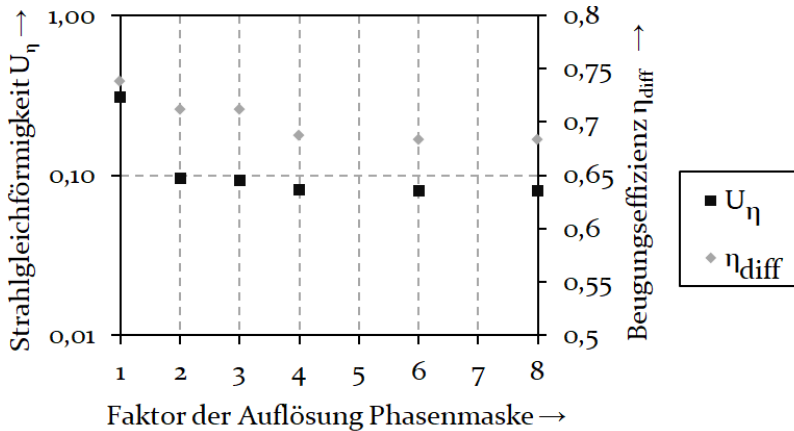


Bild 54: Effekt der Auflösung der Fensterfunktion  $w(u, v)$  auf Strahlgleichförmigkeit und Beugungseffizienz eines rechteckigen Flat-Top-Profiles der Maße  $50 \times 100 \mu\text{m}$

#### A.4 Parameter der Punktspreizfunktion zur Modellierung des Pixel-Übersprechens des LCoS-SLM

Die Modellierung des richtungsabhängigen Übersprechens des Spannungssignals benachbarter Pixel erfolgte mit der elliptischen Punktspreizfunktion  $a_{PSF}$  (Gl. (44)). Die Parameter von  $a_{PSF}$  für den verwendeten LCoS-SLM wurden durch die Analyse der durch ein binäres Beugungsgitter beeinflussten mittleren Leistung der +1. Beugungsordnung  $P_{m,+1}$  ermittelt. Dafür

wurde die mittlere quadratische Abweichung  $RMSE$  der im Experiment gemessenen Leistung  $P_{m,+1}$  (Kap. 5.1.2) von der simulierten Leistung  $P_{m,+1(sim)}$  in Abhängigkeit der in der Simulation variierten Funktionsparameter von  $a_{PSF}$  gemäß Gleichung (4) in [147] berechnet. In Experiment und Simulation wurde die Periode und Richtung des binären Gitters jeweils im Wertebereich [2; 8] Pixel variiert. Die Variation der Funktionsparameter von  $a_{PSF}$  erfolgte in den folgenden Wertebereichen:

- Radius der Punktspreizfunktion in u-Richtung  $r_u$ : [0,1; 1,0] Pixel des LC-Displays (Schrittweite 0,02),
- Radius der Punktspreizfunktion in v-Richtung  $r_v$ : [0,1; 1,0] Pixel des LC-Displays (Schrittweite 0,02),
- Formparameter der elliptischen Punktspreizfunktion  $\gamma_{PSF}$ : [0,2; 1,2] (Schrittweite 0,02).

Damit der Effekt des Übersprechens des Spannungssignals auf die Phasenverteilung der Phasenmaske festgestellt werden konnte, erfolgte die Überabtastung der Phasenmaske mit der achtfachen Auflösung des LC-Displays von  $600 \times 600$  Pixel. Als Ergebnis des Vergleichs der Leistung  $P_{m,+1}$  und  $P_{m,+1(sim)}$  ist der berechnete  $RMSE$ -Wert in einem breiten Wertebereich des Formparameters  $\gamma_{PSF}$  nahezu konstant gering (Bild 55). Das Minimum  $RMSE = 0,878$  wird für  $\gamma_{PSF} = 0,96$  und die Radien des Übersprechens  $r_u = 0,38$  und  $r_v = 0,44$  erreicht. Auf der Basis dieser Werte kann das Pixel-Übersprechen des verwendeten LCoS-SLM abgeschätzt werden.

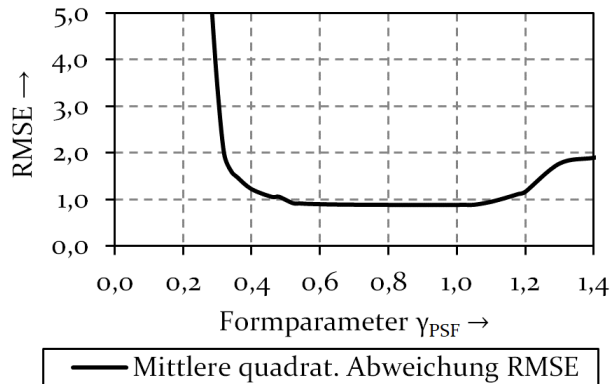


Bild 55: Einfluss des Formparameters  $\gamma_{PSF}$  der Punktspreizfunktion des Pixel-Übersprechens auf die Abweichung der gemessenen Leistung  $P_{m,+1}$  von der simulierten Leistung  $P_{m,+1(sim)}$

## A.5 Qualität mit sehr hoher Fluenz $F \gg F_{th}$ erzeugter Kraterstrukturen

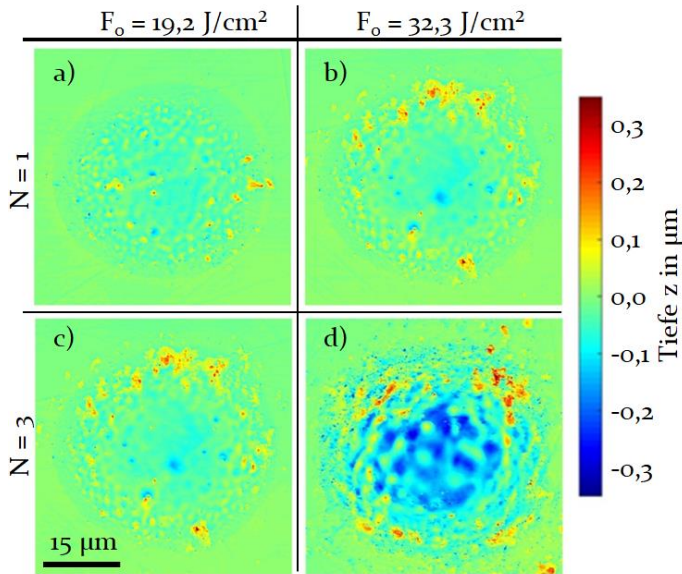


Bild 56: Topografie von Kraterstrukturen zur Beurteilung der Strukturqualität in Abhängigkeit der Spitzenfluenz für die Pulszahlen  $N = 1$  und  $N = 3$  im Fluenzbereich der starken Ablation (Werkstoff: 1.4301;  $f_p = 0,1 \text{ kHz}$ )

## A.6 Ortsabhängiger Einfallswinkel des Laserstrahls auf der Substratoberfläche

Da der Materialabtrag bei der Laserstrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen mittels einer Pulsfolge stattfindet, trifft jeder nachfolgende Laserpuls auf eine andere Strukturgeometrie als der vorhergehende Laserpuls. Damit fällt nur der erste Laserpuls unter dem initialen Einfallswinkel - z. B. definitionsgemäß  $\varepsilon = 0^\circ$  bei senkrechtem Strahleinfall - auf die Substratoberfläche. Aufgrund der zunehmenden Tiefe der entstehenden Struktur (Bild 57a) weicht der Einfallswinkel aufgrund der Strukturgeometrie für nachfolgende Laserpulse von dem Anfangswert  $\varepsilon = 0^\circ$  ab und ist zudem ortsabhängig (Bild 57c). Dies bedeutet, dass über die räumliche Ausdehnung der Intensitätsverteilung eines Laserpulses unterschiedliche Einfallswinkel auftreten. Der lokale Einfallswinkel  $\varepsilon(x, y)$  berechnet sich dabei als der Winkel zwischen dem lokalen Normalenvektor  $\vec{N}(x, y)$  und dem normierten Vektor der Strahlausbreitungsrichtung  $\vec{S}$  (Poynting-Vektor) gemäß Gleichung (48). Der Poynting-Vektor ist dabei in der vorliegenden

Arbeit definitionsgemäß parallel zur z-Achse orientiert. Der Einfluss von laserinduzierten Nano- oder Mikrostrukturen auf den lokalen Einfallswinkel wird dabei nicht berücksichtigt, da diese um mindestens eine Größenordnung kleineren Strukturen nicht durch die berechnete Strukturgeometrie abgebildet werden.

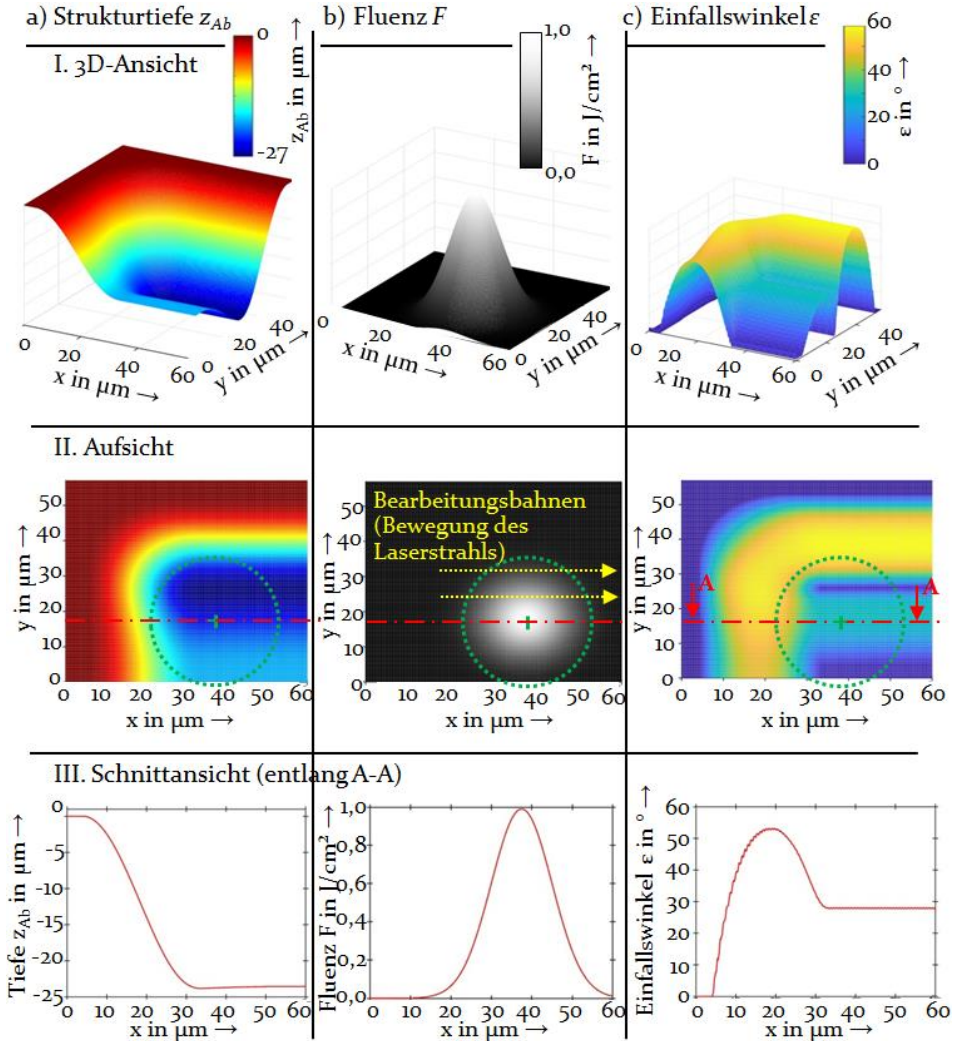


Bild 57: a) Beispielhafte Topografie bzw. Strukturtiefe während des sequenziellen Abtrags, b) Fluenzverteilung eines ausgewählten Laserpulses an einer Position während der Strukturierung und c) Verteilung der Einfallswinkel zum Zeitpunkt der Bearbeitung mit diesem ausgewählten Laserpuls (Die Zielgrößen aus a) bis c) sind als I. 3D-Ansicht, II. Aufsicht und III. Schnittansicht entlang der in II. rot markierten Schnittlinie A-A dargestellt. Position und Durchmesser des ausgewählten Laserpulses sind grün markiert. Bearbeitungsparameter:  $w_o = 15 \mu\text{m}$ ;  $F_o = 1,0 \text{ J/cm}^2$ ;  $p_x = p_x = 0,075 \mu\text{m}$ ;  $N_s = 3$ )

Welche Einfallswinkel bei der sequenziellen Strukturierung mit vergleichsweise kleinen räumlichen Pulsabständen mit  $p_x \leq 0,05 \cdot w_0$  und  $p_y \leq 0,05 \cdot w_0$  auftreten, ist beispielhaft in Bild 57 gezeigt. Dort sind eine die Topografie des Substrats (Bild 57a), die Fluenzverteilung eines ausgewählten Laserpulses (Bild 57b) und die lokalen Einfallswinkel (Bild 57c) während der sequenziellen Erzeugung der Strukturgeometrie dargestellt. Die Position des Laserpulses ist in der Aufsicht jeweils mit einem grünen Kreuz (Mittelpunktposition) und Kreis (Strahldurchmesser bei  $1/e^2$ ) markiert. Die gelben Pfeillinien in der Aufsicht der Fluenzverteilung (Bild 57b-II.) zeigen das Prinzip der Bearbeitungsbahnen, entlang derer der Laserstrahl bei der sequenziellen Strukturierung abgelenkt wird.

## Literaturverzeichnis

- [1] Holmberg, K.; Erdemir, A.: Influence of tribology on global energy consumption, costs and emissions. *Friction* 5(2017) 3, 263-284
- [2] Löffler, M., Engel, U., Willner, K., Beyer, F.; Merklein, M.: Investigation of the tribological behaviour of microstructures for controlling the material flow in sheet-bulk metal forming. *CIRP Journal of Manufacturing Science and Technology*, 22(2018), 66-75
- [3] Vollertsen, F.; Schmidt, F.: Dry metal forming. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing-Green Technology*, 1(2014), 59-62
- [4] Häfner, T., Heberle, J., Dobler, M., Gränitz, M., Alexeev, I.; Schmidt, M.: Friction Adjustment within Dry Deep Drawing by Locally Laser Textured Tool Surfaces. *Key Engineering Materials*, 639(2015), 57-64
- [5] Mousavi, A., Sperk, T., Gietzelt, T., Kunze, T., Lasagni, A. F.; Brosius, A.: Effect of Contact Area on Friction Force in Sheet Metal Forming Operations. *Key Engineering Materials*, 767(2018), 77-84
- [6] Brocklesby, W. S.: Progress in high average power ultrafast lasers. *The European Physical Journal Special Topics*, 224(2015) 13, 2529-2543
- [7] Negel, J.-P., Loescher, A., Voss, A., Bauer, D., Sutter, D., Killi, A., Ahmed, M. A.; Graf, T.: Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm. *Optics Express*, 23(2015) 16, 21064-21077
- [8] Nubbemeyer, T., Kaumanns, M., Ueffing, M., Gorjan, M., Alismail, A., Fattahi, H., Brons, J., Pronin, O., Barros, H. G., Major, Z., Metzger, T., Sutter, D.; Krausz, F.: 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system. *Optics letters*, 42(2017) 7, 1381-1384
- [9] Finger, J., Bornschlegel, B., Reininghaus, M., Dohrn, A., Nießen, M., Gillner, A.; Poprawe, R.: Heat input and accumulation for ultrashort pulse processing with high average power. *Advanced Optical Technologies*, 7(2018) 3, 145-155
- [10] Kumkar, M., Kaiser, M., Kleiner, J., Flamm, D., Grossmann, D., Bergner, K., Zimmermann, F.; Nolte, S.: Throughput scaling by spatial beam shaping and dynamic focusing. In: *Proc. SPIE 10091, Laser*

- Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXII, 100910G (2017) - doi.org/10.1117/12.2256228PY
- [11] Kandyla, M., Shih, T.; Mazur, E.: Femtosecond dynamics of the laser-induced solid-to-liquid phase transition in aluminum. *Physical Review B*, 75(2007) 21, 1
- [12] Mueller, B. Y.; Rethfeld, B.: Nonequilibrium electron–phonon coupling after ultrashort laser excitation of gold. *Applied Surface Science*, 302(2014), 24–28
- [13] Wu, S., Altenried, S., Zogg, A., Zuber, F., Maniura-Weber, K.; Ren, Q.: Role of the Surface Nanoscale Roughness of Stainless Steel on Bacterial Adhesion and Microcolony Formation. *ACS omega*, 3(2018) 6, 6456–6464
- [14] Tremmel, S., Marian, M., Zahner, M., Wartzack, S.; Merklein, M.: Friction reduction in EHL contacts by surface microtexturing – tribological performance, manufacturing and tailored design. *Industrial Lubrication and Tribology*, (2018), <https://doi.org/10.1108/ILT-08-2018-0306>
- [15] Kopplin, K.H.; Koch, M.; Wischmann, S.; Macherey, F.; Wahser, J.; Hennig, G.; Resing, M.; Schulze-Kraasch, F.: Flachprodukt aus Metallwerkstoff, insbesondere einem Stahlwerkstoff, Verwendung eines solchen Flachprodukts sowie Walze und Verfahren zur Herstellung solcher Flachprodukte. DE102012017703A1 (2012). 07.09.2012
- [16] Tenner (geb. Steiner), J.; Häfner, T.; Rothhammer, B.; Krachenfels, K.; Zhao, R.; Schmidt, M.; Tremmel, S.; Merklein, M.: Influence of laser generated micro textured coated tool surfaces on dry deep drawing processes. *Dry Metal Forming Open Access Journal*, 4(2018), 35-46
- [17] Norm DIN EN 10020: Begriffsbestimmung für die Einteilung der Stähle. Berlin: Beuth, 2000
- [18] Dangel, R.: Spritzgießwerkzeuge für Einsteiger. München: Hanser, 2017, 2., aktualisierte Auflage. - ISBN 9783446450431.
- [19] Lange, K.: Umformtechnik, Handbuch für Industrie und Wissenschaft. Berlin, Heidelberg: Springer, 1993. - ISBN 3642634516
- [20] Bleck, W.; Möller, E.: Handbuch Stahl: Auswahl, Verarbeitung, Anwendung. München: Hanser, 2017. - ISBN 9783446449626

- [21] Grote, K.-H.; Feldhusen, J.: *Dubbel*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007. - ISBN 3540497145
- [22] Kramer, K.-H.: *Stahllegierung*. Patent, WO 2004005571A1, 15.01.2004
- [23] Norm DIN 8580: *Fertigungsverfahren - Begriffe, Einteilung*. Berlin: Beuth, 2003
- [24] Eschenberg, T.; Klein, T.; Mattes, A.: Einsatz von Pikosekundenlasern zur Modifikation von Hochleistungswerkzeugen. *Diamond business* 3 (2009), 6-14
- [25] Saxena, K. K., Qian, J., Reynaerts, D.: A review on process capabilities of electrochemical micromachining and its hybrid variants. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 127 (2018), 28-56
- [26] Schille, J.; Schneider, L.; Streek, A.; Kloetzer, S.; Loeschner, U.: High-throughput machining using a high-average power ultrashort pulse laser and high-speed polygon scanner. *Opt. Eng.*, 55 (2016) 9, 096109
- [27] Norm DIN 8590: *Fertigungsverfahren Abtragen - Einordnung, Unterteilung, Begriffe*. Berlin: Beuth, 2003
- [28] Hecht, E.: *Optics*. London: Pearson, 2016, 5<sup>th</sup> Edition. - ISBN 9780133977226
- [29] Chichkov, B. N., Momma, C., Nolte, S., Alvensleben, F.; Tünnermann, A.: Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Applied Physics A*, 63(1996) 2, 109-115
- [30] Hoffmeister, H.-W.; Denkena, B.: *Jahrbuch Schleifen, Honen, Läppen und Polieren*. Essen: Vulkan, 2005. - ISBN 380272934X
- [31] Hennig, G., Selbmann, K.-H.; Brüning, S.: Large Scale Laser Microstructuring in the Printing Industry. *Laser Technik Journal*, 5(2008) 3, 52-56
- [32] Kubis, P., Li, N., Stubhan, T., Machui, F., Matt, G. J., Voigt, M. M.; Brabec, C. J.: Patterning of organic photovoltaic modules by ultrafast laser. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 23(2015) 2, 238-246

- [33] Hendricks, F., Patel, R.; Matylitsky, V. V.: Micromachining of bio-absorbable stents with ultra-short pulse lasers. Proc. of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2015), 935502
- [34] Feth, NA., Strobel, M.: Ultra-short pulse lasers as versatile tools in the fabrication of medical micro implants. Optics InfoBase Conference Papers. (2014), AMiL.6 - DOI: 10.1364/CLEO\_AT.2014. AMiL.6
- [35] Kiedrowski, T., Michalowski, A.; Bauer, F.: From Laser Marking to Ultra-Short Pulsed Lasers. Laser Technik Journal, 12(2015) 3, 30–34
- [36] Hüttner, B.: Femtosecond Laser Pulse Interactions with Metals. In: Dowden J., Schulz W. (eds): The Theory of Laser Materials Processing. Cham, Springer, Springer Series in Materials Science, 119(2010), 315–337
- [37] Shugaev, M. V., Wu, C., Armbruster, O., Naghilou, A., Brouwer, N., Ivanov, D. S., Derrien, T. J.-Y., Bulgakova, N. M., Kautek, W., Reithfeld, B.; Zhigilei, L. V.: Fundamentals of ultrafast laser–material interaction. MRS Bulletin, 41(2016) 12, 960–968
- [38] Linde, D. von der, Sokolowski-Tinten, K.; Bialkowski, J.: Laser–solid interaction in the femtosecond time regime. Applied Surface Science, 109–110(1997), 1–10
- [39] Bäuerle, D.: Laser Processing and Chemistry. Berlin, Heidelberg: Springer, 2011. - ISBN 3642176135
- [40] Reithfeld, B., Ivanov, D. S., Garcia, M. E.; Anisimov, S. I.: Modelling ultrafast laser ablation. Journal of Physics D: Applied Physics, 50(2017) 19, 193001
- [41] Ivanov, D. S., Lipp, V. P., Blumenstein, A., Kleinwort, F., Veiko, V. P., Yakovlev, E., Roddatis, V., Garcia, M. E., Reithfeld, B., Ihlemann, J.; Simon, P.: Experimental and Theoretical Investigation of Periodic Nanostructuring of Au with Ultrashort UV Laser Pulses near the Damage Threshold. Physical Review Applied, 4(2015) 6, 1191
- [42] Wellershoff, S.-S., Hohlfeld, J., Güttele, J.; Matthias, E.: The role of electron–phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. Applied Physics A Materials Science & Processing, 69(1999), 99–107
- [43] Anisimov, S., Kapeliovich, B. L.; Perelman, T. L.: Electron Emission from Metal Surfaces Exposed to Ultra-Short Laser Pulses. Zhurnal Eksperimental noi i Teoreticheskoi Fiziki, 66(1974), 776–781

- [44] Winter, J., Sotrop, J., Borek, S., Huber, H. P.; Minár, J.: Temperature-dependent determination of electron heat capacity and electron-phonon coupling factor for Fe<sub>0.72</sub>Cro<sub>0.18</sub>Ni<sub>0.1</sub>. *Physical Review B*, 93(2016) 16, 203
- [45] Saleh, B. E. A.; Teich, M. C.: *Grundlagen der Photonik*. 2. Auflage, Berlin: Wiley-VCH, 2008. - ISBN 9783527406777
- [46] Rapp, S., Winter, J., Huber, H. P.; Schmidt, M.: Pump-probe reflectometric and ellipsometric investigation of femtosecond laser pulse induced ablation in molybdenum. *Proc. of SPIE - The International Society for Optical Engineering* (2017), 1009419 - DOI: 10.1117/12.2253846
- [47] Anisimov, S. I., Bonch-Bruevich, A. M., El'yashevich, M. A., Imas, Y. A., Pavlenko, N. A.; Romanov, G. S.: Effects of powerful light fluxes on metals. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 11(1967), 945-952
- [48] Kaganov, M. I., Lifshitz, I. M.; Tarantov, L. V.: Relaxation between Electrons and the Crystalline Lattice. *Sov. Phys. JETP*, 4(1957) 2, 173-178
- [49] Lin, Z., Zhigilei, L. V.; Celli, V.: Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. *Physical Review B*, 77(2008) 7, 776
- [50] He, M., Wu, C., Shugaev, M. V., Samolyuk, G. D.; Zhigilei, L. V.: Computational Study of Short-Pulse Laser-Induced Generation of Crystal Defects in Ni-Based Single-Phase Binary Solid-Solution Alloys. *The journal of physical chemistry. C, Nanomaterials and interfaces*, 123(2019) 4, 2202-2215
- [51] Le Harzic, R., Breitling, D., Weikert, M., Sommer, S., Föhl, C., Valette, S., Donnet, C., Audouard, E.; Dausinger, F.: Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100fs to 5ps. *Applied Surface Science*, 249(2005) 1-4, 322-331
- [52] Sparks, M.; Loh, E.: Temperature dependence of absorptance in laser damage of metallic mirrors. *Journal of the Optical Society of America*, 69(1979) 6, 859
- [53] Corkum, B., Sherman; S.-R.: Thermal response of metals to ultra-short-pulse laser excitation. *Physical review letters*, 61(1988) 26, 2886-2889

- [54] Zhigilei, L. V., Lin, Z.; Ivanov, D. S.: Atomistic Modeling of Short Pulse Laser Ablation of Metals. *The journal of physical chemistry. C, Nanomaterials and interfaces*, 113(2009) 27, 11892–11906
- [55] Leveugle, E., Ivanov, D. S.; Zhigilei, L. V.: Photomechanical spallation of molecular and metal targets. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 79(2004) 7
- [56] Perez, D.; Lewis, L. J.: Molecular-dynamics study of ablation of solids under femtosecond laser pulses. *Physical Review B*, 67(2003) 18, 359
- [57] Linde, D. von der; Sokolowski-Tinten, K.: The physical mechanisms of short-pulse laser ablation. *Applied Surface Science*, 154-155(2000), 1–10
- [58] Rethfeld, B., Sokolowski-Tinten, K., Linde, D. von der; Anisimov, S. I.: Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 79(2004) 4-6, 767–769
- [59] König, J.: Abtragsprozesse bei Bestrahlung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2006
- [60] König, J., Nolte, S., Tünnermann, A.: Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses. *Optics Express*, 13(2005), 10597. doi:10.1364/opex.13.010597
- [61] Breitling, D., Ruf, A., Dausinger, F.: Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses. *Proc. of SPIE. Photon Processing in Microelectronics and Photonics III*, Vol. 5339(2004), 49–63
- [62] Wu, C., Christensen, M. S., Savolainen, J.-M., Balling, P.; Zhigilei, L. V.: Generation of subsurface voids and a nanocrystalline surface layer in femtosecond laser irradiation of a single-crystal Ag target. *Physical Review B*, 91(2015) 3, 375
- [63] Sedao, X., Shugaev, M. V., Wu, C., Douillard, T., Esnouf, C., Maurice, C., Reynaud, S., Pigeon, F., Garrelie, F., Zhigilei, L. V.; Colombier, J.-P.: Growth Twinning and Generation of High-Frequency Surface Nanostructures in Ultrafast Laser-Induced Transient Melting and Resolidification. *ACS nano*, 10(2016) 7, 6995–7007

- [64] Zhang, X., Misra, A., Wang, H., Nastasi, M., Embury, J. D., Mitchell, T. E., Hoagland, R. G.; Hirth, J. P.: Nanoscale-twinning-induced strengthening in austenitic stainless steel thin films. *Applied Physics Letters*, 84(2004) 7, 1096–1098
- [65] Weber, R., Graf, T., Berger, P., Onuseit, V., Wiedenmann, M., Freitag, C.; Feuer, A.: Heat accumulation during pulsed laser materials processing. *Optics Express*, 22(2014) 9, 11312
- [66] Raciukaitis, G.; Gedvilas, M.: Efficiency aspects in processing of metals with usp lasers. *Proceedings of ICALEO 2008*, M403(2008)
- [67] Neuenschwander, B., Bucher, G. F., Nussbaum, C., Joss, B., Muralt, M., Hunziker, U. W.; Schuetz, P.: Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses. *Proc. of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 7584 (2010):75840R
- [68] Lauer, B., Jäggi, B.; Neuenschwander, B.: Influence of the Pulse Duration onto the Material Removal Rate and Machining Quality for Different Types of Steel. *Physics Procedia*, 56(2014), 963–972
- [69] Hofmann, L.M., Häfner, T., Eiselen, S.: Einsatz der Simulation zur Optimierung der Abtragsrate beim Strukturieren mittels Pikosekundenlaser. In: Schmidt, M., Roth, S. (Hrsg.): *Tagungsband des 16. Seminars LEF*, Bamberg: Meisenbach Verlag, 2013, 51–55
- [70] Byskov-Nielsen, J., Savolainen, J.-M., Christensen, M. S.; Balling, P.: Ultra-short pulse laser ablation of metals: threshold fluence, incubation coefficient and ablation rates. *Applied Physics A*, 101(2010), 97–101
- [71] Jee, Y.; Walser, R.: Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces. *Journal Opt. Soc. Am.*, (1988)
- [72] Ashkenasi, D., Lorenz, M., Stoian, R.; Rosenfeld, A.: Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation. *Applied Surface Science*, 150(1999) 1–4, 101–106
- [73] Sun, Z., Lenzner, M.; Rudolph, W.: Generic incubation law for laser damage and ablation thresholds. *Journal of Applied Physics*, 117(2015) 7, 73102
- [74] Neuenschwander, B., Jaeggi, B., Schmid, M., Dommann, A., Neels, A., Bandi, T.; Hennig, G.: Factors controlling the incubation in the application of ps laser pulses on copper and iron surfaces. *Proc. of*

- SPIE - The International Society for Optical Engineering 8607 (2013), 86070D
- [75] Savolainen, J.-M., Christensen, M. S.; Balling, P.: Material swelling as the first step in the ablation of metals by ultrashort laser pulses. *Physical Review B*, 84(2011) 19, 776
- [76] Vincenc Oboňa, J., Ocelík, V., Rao, J. C., Skolski, J.Z.P., Römer, G.R.B.E., Huis in 't Veld, A. J.; Hosson, J. T. M. D.: Modification of Cu surface with picosecond laser pulses. *Applied Surface Science*, 303(2014), 118–124
- [77] Mannion, P.T., Magee, J., Coyne, E., O'Connor, G.M.; Glynn, T.J.: The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air. *Applied Surface Science*, 233(2004) 1, 275–287
- [78] Armbruster, O., Naghilou, A., Kitzler, M.; Kautek, W.: Spot size and pulse number dependence of femtosecond laser ablation thresholds of silicon and stainless steel. *Applied Surface Science*, 396(2017), 1736–1740
- [79] Lauer, B., Neuenschwander, B., Jaeggi, B.; Schmid, M.: From fs – ns: Influence of the pulse duration onto the material removal rate and machining quality for metals. *Proc. of ICALEO 2013*, 763 (2013), 763–770
- [80] Raciukaitis, G; Brikas, M; Gecys, P; Gedvilas, M: Accumulation effects in laser ablation of metals with high-repetition rate lasers. *Proc. SPIE 7005* (2008), 70052L
- [81] Armbruster, O., Naghilou, A., Kautek, W.: The Role of Defects in Pulsed Laser Matter Interaction. (2018), 10.1007/978-3-319-96845-2\_2.
- [82] DeShazer, L. G., Newnam, B. E.; Leung, K. M.: Role of coating defects in laser-induced damage to dielectric thin films. *Applied Physics Letters*, 23(1973), 607–609
- [83] Neuenschwander, B., Jaeggi, B., Schmid, M.; Hennig, G.: Surface Structuring with Ultra-short Laser Pulses. *Physics Procedia*, 56(2014), 1047–1058

- [84] Žemaitis, A., Gaidys, M., Brikas, M., Gečys, P., Račiukaitis, G.; Gedvilas, M.: Advanced laser scanning for highly-efficient ablation and ultrafast surface structuring. *Scientific reports*, 8(2018) 1, 17376
- [85] Bauer, F.; Michalowski, A.; Nolte, S.: Residual Heat in Ultra-Short Pulsed Laser Ablation of Metals. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 10(2015) 3, 325
- [86] Weber, R., Graf, T., Berger, P., Onuseit, V., Wiedenmann, M., Freitag, C.; Feuer, A.: Heat accumulation during pulsed laser materials processing. *Optics Express*, 22(2014) 9, 11312
- [87] Hügel, H.; Dausinger, F.: 1.1 Fundamentals of laser-induced processes. In: Poprawe, R.; Weber, H.; Herziger, G. (Hrsg.): *Laser Physics and Applications*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004, 3–71 (Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series VIII/1C)
- [88] Boyden, S.; Zhang, Y.: Temperature and Wavelength-Dependent Spectral Absorptivities of Metallic Materials in the Infrared. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 20 (2006) 1, 9-15
- [89] Bauer, F., Michalowski, A., Kiedrowski, T., Nolte, S.: Heat accumulation in ultra-short pulsed scanning laser ablation of metals. *Optics Express*, 23(2015) 2, 1035
- [90] Finger, J.; Bornschlegel, B.; Reininghaus, M.; Dohrn, A.; Nießen, M.; Gillner, A.; Poprawe, R.: Heat input and accumulation for ultrashort pulse processing with high average power. *Advanced Optical Technologies*, 7(2018) 3, 145-155
- [91] Di Niso, F., Gaudiuso, C., Sibillano, T., Mezzapesa, F. P., Ancona, A.; Lugarà, P. M.: Influence of the Repetition Rate and Pulse Duration on the Incubation Effect in Multiple-Shots Ultrafast Laser Ablation of Steel. *Physics Procedia*, 41(2013), 698–707
- [92] Scharring, S.; Patrizia, M.; Eckel, H.A.; Roth, J.; Povarnitsyn, M.: Dynamic Material Parameters in Molecular Dynamics and Hydrodynamic Simulations on Ultrashort-Pulse Laser Ablation of Aluminum. In: Nagel, W. E., Kröner, D. H.; Resch, M. M. (Hrsg.): *High Performance Computing in Science and Engineering: Transactions of the High Performance Computing Center*. Stuttgart: Springer, 2018. - ISBN 9783319683942.

- [93] Nedialkov, N. N., Imamova, S. E., Atanasov, P. A., Berger, P.; Dausinger, F.: Mechanism of ultrashort laser ablation of metals. *Applied Surface Science*, 247(2005) 1-4, 243-248
- [94] Povarnitsyn, M. E.; Levashov, P. R.: Simulation of single-, double- and multi-pulse laser ablation of metals. *Journal of Physics: Conference Series*, 1147(2018), 12063
- [95] Hohlfeld, J., Wellershoff, S.-S., Gütde, J., Conrad, U., Jähnke, V.; Matthias, E.: Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals. *Chemical Physics*, 251(2000) 1-3, 237-258
- [96] Bévillon, E., Colombier, J. P., Dutta, B.; Stoian, R.: Ab Initio Nonequilibrium Thermodynamic and Transport Properties of Ultrafast Laser Irradiated 316L Stainless Steel. *The journal of physical chemistry. C, Nanomaterials and interfaces*, 119(2015) 21, 11438-11446
- [97] He, M., Wu, C., Shugaev, M. V., Samolyuk, G. D.; Zhigilei, L. V.: Computational Study of Short-Pulse Laser-Induced Generation of Crystal Defects in Ni-Based Single-Phase Binary Solid-Solution Alloys. *The journal of physical chemistry. C, Nanomaterials and interfaces*, 123(2019) 4, 2202-2215
- [98] Del Cerro, D.A.: Picosecond pulsed laser microstructuring of metals for microfluidics. PhD Thesis, University of Twente, 2014
- [99] Furmanski, J.; Rubenchik, A. M.; Shirk, M. D.; Stuart, B. C.: Deterministic processing of alumina with ultrashort laser pulses. *J. Appl. Phys.*, 107(2007) 7, 073112
- [100] Audouard, E., Lopez, J., Ancelot, B., Gaudfrin, K., Kling, R.; Mottay, E.: Optimization of surface engraving quality with ultrafast lasers. *Journal of Laser Applications*, 29(2017) 2, 22210
- [101] Häfner, T.; Rothhammer, B.; Tenner, J.; Krachenfels, K.; Merklein, M.; Tremmel, S.; Schmidt, M.: Adaption of tribological behavior of a-C:H coatings for application in dry deep drawing. In: Vollertsen, F.; Dean, T. A.; Qin Y.; Yuan S. J. (Hrsg.): 5th International Conference on New Forming Technology (ICNFT 2018), MATEC Web of Conferences, (2018)
- [102] Bliedtner, J., Müller, H.; Barz, A.: *Lasermaterialbearbeitung: Grundlagen - Verfahren - Anwendungen - Beispiele*. München: Hanser, 2013. - ISBN 9783446429291

- [103] Kress, B. C.; Meyrueis, P.: Applied Digital Optics. New Jersey: Wiley, 2009. - ISBN 9780470022658
- [104] Schnars, U., Jüptner, W.: Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. Appl. Opt. 33 (1994), 179–181
- [105] Kelly, S.M.: Flat Panel Displays: Advanced Organic Materials. The Royal Society of Chemistry, Cambridge (2000). - ISBN 978-0-85404-567-9
- [106] Bechtold, P., Zimmermann, M., Roth, S., Alexeev, I., Schmidt, M.: Beam Guidance, Focal Position Shifting and Beam Profile Shaping in Ultrashort Pulsed Laser Materials Processing. In: Nolte, S., Schrepel, F., Dausinger, F. (Hrsg.): Ultrashort Pulse Laser Technology: Laser Sources and Applications. Springer, 2016, 245 - 281 - ISBN 9783319176581
- [107] Hamamatsu Photonics: Produktdatenblatt Cat. No. KACC1172E16 Feb. 2018 DN. [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/x10468\\_series\\_etc\\_kacc1172e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/x10468_series_etc_kacc1172e.pdf) (abgerufen am 26.03.2019)
- [108] Goodman, J.: Introduction to Fourier optics. 3rd edition, Greenwood Village: Roberts & Co Publishers, , 2005 - ISBN 0974707724
- [109] Fienup, J. R.: Phase retrieval algorithms. Applied Optics, 21(1982) 15, 2758–2769
- [110] Ripoll, O., Kettunen, V., Herzig, H.P.: Review of iterative Fourier-transform algorithms for beam shaping applications. Optical Engineering, 43(2004) 11, 2549
- [111] Gerchberg, R.W., Saxton, W.O.: A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures, Optik 35(1972), 237
- [112] Häfner, T., Heberle, J., Holder, D.; Schmidt, M.: Speckle reduction techniques in holographic beam shaping for accurate and efficient picosecond laser structuring. Journal of Laser Applications, 29(2017) 2, 22205
- [113] Aagedal, H., Schmid, M., Beth, T., Teiwes, S.; Wyrowski, F.: Theory of speckles in diffractive optics and its application to beam shaping. Journal of Modern Optics, 43(1996) 7, 1409–1421
- [114] Schnars, U., Jüptner, W.: Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004

- [115] Wyrowski, F., Bryngdahl, O.: Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography. *Journal of the Optical Society of America A*, 5(1988) 7, 1058
- [116] Goodman, J. W.: Some fundamental properties of speckle\*. *Journal of the Optical Society of America*, 66(1976) 11, 1145
- [117] Jesacher, A., Maurer, C., Schwaighofer, A., Bernet, S.; Ritsch-Marte, M.: Full phase and amplitude control of holographic optical tweezers with high efficiency. *Optics Express*, 16(2008) 7, 4479 - 4486
- [118] Chang, C., Xia, J., Yang, L., Lei, W., Yang, Z.; Chen, J.: Speckle-suppressed phase-only holographic three-dimensional display based on double-constraint Gerchberg-Saxton algorithm. *Applied Optics*, 54(2015) 23, 6994-7001
- [119] Pang, H., Liu, W., Cao, A.; Deng, Q.: Speckle-reduced holographic beam shaping with modified Gerchberg-Saxton algorithm. *Optics Communications*, 433(2019), 44-51
- [120] Chen, C.-Y., Deng, Q.-L., Wu, P.-J., Lin, B.-S., Chang, H. T., Hwang, H.-E.; Huang, G.-S.: Speckle reduction by combination of digital filter and optical suppression in a modified Gerchberg-Saxton algorithm computer-generated hologram. *Applied Optics*, 53(2014) 27, G163-G168
- [121] Bracewell, R. N.: *The Fourier transform and its applications*. New York: McGraw Hill, 2000 - ISBN 0071160434
- [122] Golan, L.; Shoham, S.: Speckle elimination using shift-averaging in high-rate holographic projection. *Optics Express*, 17(2009) 3, 1330-1339
- [123] Amako, J., Miura, H.; Sonehara, T.: Speckle-noise reduction on kinoform reconstruction using a phase-only spatial light modulator. *Applied Optics*, 34(1995) 17, 3165-3171
- [124] Thalhammer, G., Bowman, R. W., Love, G. D., Padgett, M. J.; Ritsch-Marte, M.: Speeding up liquid crystal SLMs using overdrive with phase change reduction. *Optics Express*, 21(2013) 2, 1779-1797
- [125] Time-Bandwidth Products AG: Duetto PA Module User Manual. <http://www.time-bandwidth.com/upload/datasheets/fuego.pdf>. Version 1 (2010) (abgerufen am 19.12.2012)

- [126] Bennett, H. E.; Porteus, J. O.: Relation Between Surface Roughness and Specular Reflectance at Normal Incidence. *Journal of the Optical Society of America*, 51(1961) 2, 123
- [127] Bergström, D., Powell, J.; Kaplan, A. F.H.: The absorption of light by rough metal surfaces—A three-dimensional ray-tracing analysis. *Journal of Applied Physics*, 103(2008) 10, 103515
- [128] Olympus: OLS 4000 Produktdaten. <http://www.olympus-ims.com/de/metrology/ols4000/> (abgerufen am 06.02.2019)
- [129] Norm DIN EN ISO 14577: Metallische Werkstoffe - Instrumentierte Eindringprüfung zur Bestimmung der Härte und anderer Werkstoffparameter - Teil 1: Prüfverfahren. Berlin: Beuth, 2015
- [130] Deutsche Edelstahlwerke GmbH: Werkstoffdatenblatt X5CrNi18-10 1.4301. [https://www.dew-stahl.com/fileadmin/files/dew-stahl.com/documents/Publikationen/Werkstoffdatenblaetter/RSH/1.4301\\_de.pdf](https://www.dew-stahl.com/fileadmin/files/dew-stahl.com/documents/Publikationen/Werkstoffdatenblaetter/RSH/1.4301_de.pdf) (abgerufen am 07.09.2016)
- [131] Dörrenberg Edelstahl GmbH: Werkstoffdatenblatt X153CrMoV12 1.2379. [http://www.doerrenberg.de/uploads/tx\\_c1x1downloads/1.2379\\_de.pdf](http://www.doerrenberg.de/uploads/tx_c1x1downloads/1.2379_de.pdf) (abgerufen am 07.09.2016)
- [132] Norm DIN EN ISO 643: Stahl - Mikrophotographische Bestimmung der erkennbaren Korngröße. Berlin: Beuth, 2017
- [133] Norm DIN EN ISO 25178-1: Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Flächenhaft - Teil 1: Angabe von Oberflächenbeschaffenheit. Berlin: Beuth, 2012
- [134] Johnson, P.B., Christy, R.W.: Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd. *Phys. Rev. B* 9(1974), 5056-5070
- [135] Hellwege, K.-H.; Olsen, J. L.: *Electrical Resistivity, Thermoelectrical Power and Optical Properties*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1985 - ISBN 3-540-11694
- [136] He, X., DebRoy, T., Fuerschbach, P. W.: Probing temperature during laser spot welding from vapor composition and modeling. *Journal of Applied Physics*, 94(2003) 10, 6949-6958
- [137] Stauber GmbH Metalltechnologie: 1.2379 Werkstoff Datenblatt. [https://www.stauberstahl.com/fileadmin/Werkstoff-PDF/Datenblatt\\_12379.pdf](https://www.stauberstahl.com/fileadmin/Werkstoff-PDF/Datenblatt_12379.pdf). (abgerufen am 01.05.2019)

- [138] Becker, D: Wechselwirkung von Wärmeleitung, Hydrodynamik und Verdampfung beim Tiefschweißen mit Laserstrahlung. Dissertation, RWTH Aachen, 1995
- [139] Valencia, J.J.; Quedsted, P.N.: Thermophysical Properties. In: Viswanathan, S.: ASM Handbook Casting Vol. 15, Ohio: ASM International, 2008, 468-481
- [140] Strauß, J., Häfner, T., Dobler, M., Heberle, J.; Schmidt, M.: Evaluation and Calibration of LCoS SLM for Direct Laser Structuring with Tailored Intensity Distributions. *Physics Procedia*, 83(2016) 1, 1160–1167
- [141] Engström, D., Persson, M., Bengtsson, J.; Goksör, M.: Calibration of spatial light modulators suffering from spatially varying phase response. *Optics Express*, 21(2013) 13, 16086–16103
- [142] Bijnen, van, R. M. W: Quantum engineering with ultracold atoms. PhD Thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2013 - DOI: 10.6100/IR754785.
- [143] McGloin, D., Spalding, G., Melville, H., Sibbett, W., Dholakia, K.: Applications of spatial light modulators in atom optics. *Opt. Express*, 11 (2003) 2, 158
- [144] Norm DIN EN ISO 13694: Optik und Photonik - Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für die Leistungs-(Energie-)dichte-verteilung von Laserstrahlen. Berlin. Beuth, 2016
- [145] Kämpfe, T., Kley, E.-B.; Tünnermann, A.: Designing multiplane computer-generated holograms with consideration of the pixel shape and the illumination wave. *Journal of the Optical Society of America A*, 25(2008) 7, 1609
- [146] Liu, J. M.: Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Optics letters*, 7(1982) 5, 196–198
- [147] Persson, M., Engström, D., Goksör, M.: Reducing the effect of pixel crosstalk in phase only spatial light modulators. *Opt. Express* 20, (2012), 22334–22343
- [148] Lingel, C., Haist, T.; Osten, W.: Examination and optimizing of a liquid crystal display used as spatial light modulator concerning the fringing field effect. *Proc. SPIE 8490, Laser Beam Shaping XIII*, (2012), 84900H

- [149] Hällstig, E., Stigwall, J., Martin, T., Sjöqvist, L., Lindgren, M.: Fringing fields in a liquid crystal spatial light modulator for beam steering. *J. Mod. Opt.* 51(2004) 9, 1233–1247
- [150] Beck, R. J., Parry, J. P., MacPherson, W. N., Waddie, A., Weston, N. J., Shephard, J. D.; Hand, D. P.: Application of cooled spatial light modulator for high power nanosecond laser micromachining. *Optics Express*, 18(2010) 16, 17059–17065
- [151] Zhu, G., Whitehead, D., Perrie, W., Allegre, O. J., Olle, V., Li, Q., Tang, Y., Dawson, K., Jin, Y., Edwardson, S. P., Li, L.; Dearden, G.: Investigation of the thermal and optical performance of a spatial light modulator with high average power picosecond laser exposure for materials processing applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 51(2018) 9, 95603
- [152] Hamarová, I., Šmíd, P., Horváth, P.; Hrabovský, M.: Methods for Determination of Mean Speckle Size in Simulated Speckle Pattern. *Measurement Science Review*, 14(2014) 3, 177–182
- [153] Bischoff, C., Jäger, E.; Umhofer, U.: Beam Shaping Optics for Process Acceleration. *Laser Technik Journal*, 12(2015) 3, 53–57
- [154] Tsibidis, G. D., Fotakis, C.; Stratakis, E.: From ripples to spikes: A hydrodynamical mechanism to interpret femtosecond laser-induced self-assembled. *Physical Review B*, 92(2015), 041405
- [155] Nolte, S.: Mikromaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen. Dissertation, Universität Hannover. 1999
- [156] Häfner, T., Heberle, J., Dobler, M.; Schmidt, M.: Influences on incubation in ps laser micromachining of steel alloys. *Journal of Laser Applications*, 28(2016) 2, 22605
- [157] Zhang, Y., Neuenschwander, B.; Romano, V.: Numerical study of the influence of picosecond laser spot size on laser ablation of metal for high laser fluence cases. *Proc. SPIE 10091, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXII*, 100910S(2017)
- [158] Rapp, S., Winter, J., Huber, H. P., Schmidt, M.: Pump-probe reflectometric and ellipsometric investigation of femtosecond laser pulse induced ablation in molybdenum. *Proc. SPIE 10094, Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVII*, 1009419(2017)

- [159] Zhang, H., Colombier, J.-P., Li, C., Faure, N., Cheng, G.; Stoian, R.: Coherence in ultrafast laser-induced periodic surface structures. *Physical Review B*, 92(2015) 17
- [160] Bonse, J., Höhm, S., Kirner, S. V., Rosenfeld, A.; Kruger, J.: Laser-Induced Periodic Surface Structures - A Scientific Evergreen. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 23(2017) 3
- [161] Rudenko, A., Mauclair, C., Garrelie, F., Stoian, R.; Colombier, J. P.: Light absorption by surface nanoholes and nanobumps. *Applied Surface Science*, 470(2018)
- [162] Ling, E. J. Y., Säid, J., Brodusch, N., Gauvin, R., Servio, P.; Kietzig, A.-M.: Investigating and understanding the effects of multiple femtosecond laser scans on the surface topography of stainless steel 304 and titanium. *Applied Surface Science*, 353(2015), 512–521
- [163] Tsibidis, G. D., Mimidis, A., Skoulas, E., Kirner, S. V., Krüger, J., Bonse, J.; Stratakis, E.: Modelling periodic structure formation on 100Cr6 steel after irradiation with femtosecond-pulsed laser beams. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 124(2018) 1, 385
- [164] Liu, B., Wang, W., Jiang, G., Mei, X., Wang, K.; Wang, J.: Formation of Porous Structure with Subspot Size under the Irradiation of Picosecond Laser Pulses. *Journal of Nanomaterials*, 2(2013), 1–9
- [165] Vorobyev, A. Y.; Guo, C.: Reflection of femtosecond laser light in multipulse ablation of metals. *Journal of Applied Physics*, 110(2011)4, 43102
- [166] Li, Z. L., Zheng, H. Y., Teh, K. M., Liu, Y. C., Lim, G. C., Seng, H. L.; Yakovlev, N. L.: Analysis of oxide formation induced by UV laser coloration of stainless steel. *Applied Surface Science*, 256(2009) 5, 1582–1588
- [167] Bonse, J., Sturm, H., Schmidt, D.; Kautek, W.: Chemical, morphological and accumulation phenomena in ultrashort-pulse laser ablation of TiN in air. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 71(2000) 6, 657–665
- [168] Gecys, P., Vinciunas, A., Gedvilas, M., Kasparaitis, A., Lazdinas, R.; Raciukaitis, G.: Ripple Formation by Femtosecond Laser Pulses for Enhanced Absorptance of Stainless Steel. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 10(2015) 2, 129–133

- [169] Häfner, T., Heberle, J., Holder, D., Schmidt, M.: Adjustment of surface energy on steel surfaces due to CLP generation by picosecond laser processing. *Proceedings of Lasers in Manufacturing*, (2015), 1–1
- [170] Mustafa, H., Matthews, D.T.A.; Römer, G.R.B.E.: Investigation of the ultrashort pulsed laser processing of zinc at 515 nm. *Materials & Design*, 169(2019), 107675
- [171] Mustafa, H., Pohl, R., Bor, T. C., Pathiraj, B., Matthews, D. T. A.; Römer, G. R. B. E.: Picosecond-pulsed laser ablation of zinc. *Optics Express*, 26(2018) 14, 18664–18683
- [172] Strauß, J., Heberle, J., Schmidt, M.: Laserstrahlformung mit Akustooptik. *Mikroproduktion*, 05 (2018), 48–52
- [173] Finger, J.-T.: Puls-zu-Puls-Wechselwirkungen beim Ultrakurzpuls-Laserabtrag mit hohen Repetitionsraten. *Dissertation*, RWTH Aachen University, 2017
- [174] Thorlabs: C (1050 - 1700 nm) Broadband AR Coating - Product Raw Data. [https://www.thorlabs.com/images/tabimages/C\\_Broadband\\_AR-Coating\\_1700.xlsx](https://www.thorlabs.com/images/tabimages/C_Broadband_AR-Coating_1700.xlsx) (abgerufen am 15.08.2019)
- [175] Nodop, D., Ruecker, J., Waechter, S.; Kahle, M.: Hyperbolic phase function used in a spatial light modulator for flat top focus generation. *Optics letters*, 44(2019) 9, 2169–2172
- [176] Döring, S.: Analysis of the Hole Shape Evolution in Ultrashort Pulse Laser Drilling. *Dissertation*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2014
- [177] Wellershoff, S.S.; Gudde, J.; Hohlfeld, J.; Müller, J.G.; Matthias, E.: Role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. *Proc. SPIE 3343, High-Power Laser Ablation (1998)*
- [178] Gray, D.E.: *American Institute of Physics Handbook*. New York: McGraw-Hill, 3. Aufl., 1972
- [179] Bonn, M., Denzler, D. N., Funk, S., Wolf, M., Wellershoff, S.-S.; Hohlfeld, J.: Ultrafast electron dynamics at metal surfaces. *Physical Review B*, 61(2000) 2, 1101–1105
- [180] James, A.M.; Lord, M.P.: *MacMillan's chemical and physical data*. London: Macmillan, 1992

- [181] Richter, F.: Physikalische Eigenschaften von Stählen und ihre Temperaturabhängigkeit : Polynome und graphische Darstellungen. Düsseldorf: Stahleisen, 1983
- [182] Ordal, M.A.; Bell, R.J.; Alexander, R.W.; Newquist, L.A.; Querry, M.R.: Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths, Appl. Opt. 27 (1988), 1203-1209
- [183] Johnson, P.B.; Christy, R.W.: Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd. Phys. Rev. B, 9(1974), 5056
- [184] Winter, M: The periodic table of the elements. <https://www.webelements.com/> (abgerufen am 26.03.2019)
- [185] Carslaw, H.S.; Jäger, J.C.: Conduction of Heat in Solids. Oxford: Oxford University Press, 1986, 2nd Revised edition - ISBN 978-0198533689

**Verzeichnis promotionsbezogener, eigener Publikationen**

- [P1] Häfner, T., Reg, Y., Hetzner, H.: Mikrostrukturierung von Massivumformwerkzeugen mittels Pikosekundenlaser. DVS-Berichte, 288 (2012), 104-113. - ISBN 9783871555954
- [P2] Hofmann, L.M., Häfner, T., Eiselen, S.: Einsatz der Simulation zur Optimierung der Abtragsrate beim Strukturieren mittels Pikosekundenlaser. In: Schmidt, M., Roth, S. (Hrsg.): Tagungsband des 16. Seminars LEF, Bamberg: Meisenbach Verlag, 2013, 51-55
- [P3] Häfner, T., Reg, Y., Hetzner, H.; Schmidt, M.: Microstructuring Tools for Sheet Bulk Metal Forming - A Designated Application for Picosecond Laser. Journal of Laser Micro/Nanoengineering, 8(2013) 1, 39-44
- [P4] Merklein, M.; Schmidt, M.; Wartzack, S.; Tremmel, S.; Andreas, K.; Häfner, T.; Zhao, R.; Steiner, J.: Development and Evaluation of Tool Sided Surface Modifications for Dry Deep Drawing of Steel and Aluminum Alloys. Dry Metal Forming Open Access Journal FMT 1(2015)
- [P5] Häfner, T., Heberle, J., Dobler, M., Gränitz, M., Alexeev, I.; Schmidt, M.: Friction Adjustment within Dry Deep Drawing by Locally Laser Textured Tool Surfaces. Key Engineering Materials, 639(2015), 57-64
- [P6] Häfner, T., Heberle, J., Holder, D., Schmidt, M.: Adjustment of surface energy on steel surfaces due to CLP generation by picosecond laser processing. Proceedings of Lasers in Manufacturing, (2015), 1-10
- [P7] Merklein, M.; Schmidt, M.; Tremmel, S.; Andreas, K.; Häfner, T.; Zhao, R.; Tenner, J.: Tailored modifications of amorphous carbon based coatings for dry deep drawing. Dry Metal Forming Open Access Journal FMT 2(2016)
- [P8] Häfner, T., Heberle, J., Dobler, M.; Schmidt, M.: Influences on incubation in ps laser micromachining of steel alloys. Journal of Laser Applications, 28(2016) 2, 22605
- [P9] Strauß, J., Häfner, T., Dobler, M., Heberle, J.; Schmidt, M.: Evaluation and Calibration of LCoS SLM for Direct Laser Structuring with Tailored Intensity Distributions. Physics Procedia, 83(2016) 1, 1160-1169

- [P10] Amend, P., Häfner, T., Gränitz, M., Roth, S.; Schmidt, M.: Effect of Ultrashort Pulse Laser Structuring of Stainless Steel on Laser-based Heat Conduction Joining of Polyamide Steel Hybrids. *Physics Procedia*, 83(2016), 1130–1136
- [P11] Tenner, J.; Häfner, T.; Zhao, R.; Andreas, K.; Schmidt, M.; Tremmel, S.; Merklein, M.: Analysis of tool-sided surface modifications for dry deep drawing of deep drawing steel and aluminum alloys in a model process. *Dry Metal Forming Open Access Journal FMT* 3(2017)
- [P12] Häfner, T., Heberle, J., Holder, D.; Schmidt, M.: Speckle reduction techniques in holographic beam shaping for accurate and efficient picosecond laser structuring. *Journal of Laser Applications*, 29(2017) 2, 22205
- [P13] Häfner, T., Heberle, J., Hautmann, H., Rong Zhao, Tenner, J., Tremmel, S., Merklein, M.; Schmidt, M.: Effect of Picosecond Laser Based Modifications of Amorphous Carbon Coatings on Lubricant-free Tribological Systems. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 12(2017) 2, 132–140
- [P14] Häfner, T., Strauß, J., Roider, C., Heberle, J.; Schmidt, M.: Tailored laser beam shaping for efficient and accurate microstructuring. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 124(2018) 2, 385
- [P15] Tenner (geb. Steiner), J.; Häfner, T.; Rothhammer, B.; Krachenfels, K.; Zhao, R.; Schmidt, M.; Tremmel, S.; Merklein, M.: Influence of laser generated micro textured coated tool surfaces on dry deep drawing processes. *Dry Metal Forming Open Access Journal*, 4(2018), 35-46
- [P16] Häfner, T.; Rothhammer, B.; Tenner, J.; Krachenfels, K.; Merklein, M.; Tremmel, S.; Schmidt, M.: Adaption of tribological behavior of a-C:H coatings for application in dry deep drawing. In: Vollertsen, F.; Dean, T. A.; Qin Y.; Yuan S. J. (Hrsg.): 5th International Conference on New Forming Technology (ICNFT 2018), MATEC Web of Conferences, (2018)

## Verzeichnis promotionsbezogener, studentischer Arbeiten

- [S<sub>1</sub>] Resch, J.: Einfluss des Laserspotdurchmessers auf die Abtragseffizienz und die Präzision der Mikrostrukturierung mit dem Pikosekundenlaser. Bachelorarbeit. 2013 - Erlangen
- [S<sub>2</sub>] König, M.: Untersuchung des Einflusses der Inkubation auf das Ergebnis der Mikrostrukturierung von Werkzeugstahl mittels Ultrakurzpulslaser. Projektarbeit. 2014 - Erlangen
- [S<sub>3</sub>] Wirth, R.: Untersuchung der Einflüsse auf die Entstehung kegelförmiger Erhebungen bei der Laserstrukturierung zur Realisierung hydrophober Oberflächen. Bachelorarbeit. 2014 - Erlangen
- [S<sub>4</sub>] Gränitz, M.: Einfluss von Mikrostrukturen auf die Tribologie ohne Schmierstoff. Bachelorarbeit. 2014 - Erlangen
- [S<sub>5</sub>] König, M.: Oberflächenmodifikation kohlenstoffhaltiger Schichten mittels Pikosekundenlaser und holografischer Strahlformung. Masterarbeit. 2015 - Erlangen
- [S<sub>6</sub>] Holder, D.: Einfluss des Werkstoffes auf die Eigenschaften laserbasiert erzeugter hydrophober Stahloberflächen. Projektarbeit. 2015 - Erlangen
- [S<sub>7</sub>] Holder, D.: Untersuchung der holografischen Strahlformung für den Mikromaterialabtrag mittels Pikosekundenlaser. Masterarbeit. 2016 - Erlangen
- [S<sub>8</sub>] Dürschinger, M.: Untersuchung der Einflüsse auf die Inkubation bei der Laserstrukturierung von Stahllegierungen. Projektarbeit. 2016 - Erlangen
- [S<sub>9</sub>] Bürger, A.: Einfluss der Intensitätsverteilung auf die Inkubation bei der Laserstrukturierung von Stahllegierungen. Projektarbeit. 2016 - Erlangen
- [S<sub>10</sub>] Vetter, M.: Einsatzverhalten mikrostrukturierter Stahloberflächen im schmierstofffreien tribologischen System. Projektarbeit. 2016 - Erlangen
- [S<sub>11</sub>] Göstl, A.: Einfluss der Merkmale von Mikrostrukturen in Stahloberflächen auf das Einsatzverhalten im schmierstofffreien tribologischen System. Projektarbeit. 2017 - Erlangen

## Reihenübersicht

Koordination der Reihe (Stand 2021):  
Geschäftsstelle Maschinenbau, Dr.-Ing. Oliver Kreis, [www.mb.fau.de/diss/](http://www.mb.fau.de/diss/)

Im Rahmen der Reihe sind bisher die nachfolgenden Bände erschienen.

Band 1 – 52  
Fertigungstechnik – Erlangen  
ISSN 1431-6226  
Carl Hanser Verlag, München

Band 53 – 307  
Fertigungstechnik – Erlangen  
ISSN 1431-6226  
Meisenbach Verlag, Bamberg

ab Band 308  
FAU Studien aus dem Maschinenbau  
ISSN 2625-9974  
FAU University Press, Erlangen

Die Zugehörigkeit zu den jeweiligen Lehrstühlen ist wie folgt gekennzeichnet:

Lehrstühle:

<b>FAPS</b>	Lehrstuhl für Fertigungsautomatisierung und Produktionssystematik
<b>FMT</b>	Lehrstuhl für Fertigungsmesstechnik
<b>KTmfk</b>	Lehrstuhl für Konstruktionstechnik
<b>LFT</b>	Lehrstuhl für Fertigungstechnologie
<b>LPT</b>	Lehrstuhl für Photonische Technologien
<b>REP</b>	Lehrstuhl für Ressourcen- und Energieeffiziente Produktionsmaschinen

Band 1: Andreas Hemberger  
Innovationspotentiale in der  
rechnerintegrierten Produktion durch  
wissensbasierte Systeme  
FAPS, 208 Seiten, 107 Bilder. 1988.  
ISBN 3-446-15234-2.

Band 2: Detlef Classe  
Beitrag zur Steigerung der Flexibilität  
automatisierter Montagesysteme  
durch Sensorintegration und erweiterte  
Steuerungskonzepte  
FAPS, 194 Seiten, 70 Bilder. 1988.  
ISBN 3-446-15529-5.

Band 3: Friedrich-Wilhelm Nolting  
Projektierung von Montagesystemen  
FAPS, 201 Seiten, 107 Bilder, 1 Tab. 1989.  
ISBN 3-446-15541-4.

Band 4: Karsten Schlüter  
Nutzungsgradsteigerung von  
Montagesystemen durch den Einsatz  
der Simulationstechnik  
FAPS, 177 Seiten, 97 Bilder. 1989.  
ISBN 3-446-15542-2.

Band 5: Shir-Kuan Lin  
Aufbau von Modellen zur Lageregelung  
von Industrierobotern  
FAPS, 168 Seiten, 46 Bilder. 1989.  
ISBN 3-446-15546-5.

Band 6: Rudolf Nuss  
Untersuchungen zur Bearbeitungsquali-  
tät im Fertigungssystem Laserstrahl-  
schneiden  
LFT, 206 Seiten, 115 Bilder, 6 Tab. 1989.  
ISBN 3-446-15783-2.

Band 7: Wolfgang Scholz  
Modell zur datenbankgestützten Planung  
automatisierter Montageanlagen  
FAPS, 194 Seiten, 89 Bilder. 1989.  
ISBN 3-446-15825-1.

Band 8: Hans-Jürgen Wißmeier  
Beitrag zur Beurteilung des Bruchverhal-  
tens von Hartmetall-Fließpreßmatrizen  
LFT, 179 Seiten, 99 Bilder, 9 Tab. 1989.  
ISBN 3-446-15921-5.

Band 9: Rainer Eisele  
Konzeption und Wirtschaftlichkeit von  
Planungssystemen in der Produktion  
FAPS, 183 Seiten, 86 Bilder. 1990.  
ISBN 3-446-16107-4.

Band 10: Rolf Pfeiffer  
Technologisch orientierte  
Montageplanung am Beispiel der  
Schraubtechnik  
FAPS, 216 Seiten, 102 Bilder, 16 Tab. 1990.  
ISBN 3-446-16161-9.

Band 11: Herbert Fischer  
Verteilte Planungssysteme zur  
Flexibilitätssteigerung der  
rechnerintegrierten Teilefertigung  
FAPS, 201 Seiten, 82 Bilder. 1990.  
ISBN 3-446-16105-8.

Band 12: Gerhard Kleineidam  
CAD/CAP: Rechnergestützte Montage-  
feinplanung  
FAPS, 203 Seiten, 107 Bilder. 1990.  
ISBN 3-446-16112-0.

Band 13: Frank Vollertsen  
Pulvermetallurgische Verarbeitung eines  
übereutektoiden verschleißfesten Stahls  
LFT, XIII u. 217 Seiten, 67 Bilder, 34 Tab.  
1990. ISBN 3-446-16133-3.

Band 14: Stephan Biermann  
Untersuchungen zur Anlagen- und  
Prozeßdiagnostik für das Schneiden  
mit CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasern  
LFT, VIII u. 170 Seiten, 93 Bilder, 4 Tab.  
1991. ISBN 3-446-16269-0.

Band 15: Uwe Geißler  
Material- und Datenfluß in einer flexiblen  
Blechbearbeitungszelle  
LFT, 124 Seiten, 41 Bilder, 7 Tab. 1991.  
ISBN 3-446-16358-1.

Band 16: Frank Oswald Hake  
Entwicklung eines rechnergestützten  
Diagnosesystems für automatisierte  
Montagezellen  
FAPS, XIV u. 166 Seiten, 77 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16428-6.

Band 17: Herbert Reichel  
Optimierung der Werkzeugbereitstellung  
durch rechnergestützte  
Arbeitsfolgenbestimmung  
FAPS, 198 Seiten, 73 Bilder, 2 Tab. 1991.  
ISBN 3-446-16453-7.

Band 18: Josef Scheller  
Modellierung und Einsatz von  
Softwaresystemen für rechnergeführte  
Montagezellen  
FAPS, 198 Seiten, 65 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16454-5.

Band 19: Arnold vom Ende  
Untersuchungen zum Biegeumforme mit  
elastischer Matrize  
LFT, 166 Seiten, 55 Bilder, 13 Tab. 1991.  
ISBN 3-446-16493-6.

Band 20: Joachim Schmid  
Beitrag zum automatisierten Bearbeiten  
von Keramikguß mit Industrierobotern  
FAPS, XIV u. 176 Seiten, 111 Bilder, 6 Tab.  
1991. ISBN 3-446-16560-6.

Band 21: Egon Sommer  
Multiprozessorsteuerung für  
kooperierende Industrieroboter in  
Montagezellen  
FAPS, 188 Seiten, 102 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-17062-6.

Band 22: Georg Geyer  
Entwicklung problemspezifischer  
Verfahrensketten in der Montage  
FAPS, 192 Seiten, 112 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16552-5.

Band 23: Rainer Flohr  
Beitrag zur optimalen  
Verbindungstechnik in der  
Oberflächenmontage (SMT)  
FAPS, 186 Seiten, 79 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16568-1.

Band 24: Alfons Rief  
Untersuchungen zur Verfahrensfolge  
Laserstrahlschneiden und -schweißen  
in der Rohkarosseriefertigung  
LFT, VI u. 145 Seiten, 58 Bilder, 5 Tab.  
1991. ISBN 3-446-16593-2.

Band 25: Christoph Thim  
Rechnerunterstützte Optimierung  
von Materialflußstrukturen in der  
Elektronikmontage durch Simulation  
FAPS, 188 Seiten, 74 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17118-5.

Band 26: Roland Müller  
CO<sub>2</sub>-Laserstrahlschneiden von  
kurzglasverstärkten Verbundwerkstoffen  
LFT, 141 Seiten, 107 Bilder, 4 Tab. 1992.  
ISBN 3-446-17104-5.

Band 27: Günther Schäfer  
Integrierte Informationsverarbeitung  
bei der Montageplanung  
FAPS, 195 Seiten, 76 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17117-7.

Band 28: Martin Hoffmann  
Entwicklung einer  
CAD/CAM-Prozeßkette für die  
Herstellung von Blechbiegeteilen  
LFT, 149 Seiten, 89 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17154-1.

Band 29: Peter Hoffmann  
Verfahrensfolge Laserstrahlschneiden  
und -schweißen: Prozeßführung und  
Systemtechnik in der 3D-Laserstrahlbear-  
beitung von Blechformteilen  
LFT, 186 Seiten, 92 Bilder, 10 Tab. 1992.  
ISBN 3-446-17153-3.

Band 30: Olaf Schrödel  
Flexible Werkstattsteuerung mit  
objektorientierten Softwarestrukturen  
FAPS, 180 Seiten, 84 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17242-4.

Band 31: Hubert Reinisch  
Planungs- und Steuerungswerkzeuge zur  
impliziten Geräteprogrammierung  
in Roboterzellen  
FAPS, XI u. 212 Seiten, 112 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17380-3.

Band 32: Brigitte Bärnreuther  
Ein Beitrag zur Bewertung des Kommuni-  
kationsverhaltens von Automatisierungs-  
geräten in flexiblen Produktionszellen  
FAPS, XI u. 179 Seiten, 71 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17451-6.

Band 33: Joachim Hutfless  
Laserstrahlregelung und Optikdiagnostik  
in der Strahlführung einer  
CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaseranlage  
LFT, 175 Seiten, 70 Bilder, 17 Tab. 1993.  
ISBN 3-446-17532-6.

Band 34: Uwe Günzel  
Entwicklung und Einsatz eines Simula-  
tionsverfahrens für operative und  
strategische Probleme der  
Produktionsplanung und -steuerung  
FAPS, XIV u. 170 Seiten, 66 Bilder, 5 Tab.  
1993. ISBN 3-446-17604-7.

Band 35: Bertram Ehmann  
Operatives Fertigungscontrolling durch  
Optimierung auftragsbezogener Bearbei-  
tungsabläufe in der Elektronikfertigung  
FAPS, XV u. 167 Seiten, 114 Bilder. 1993.  
ISBN 3-446-17658-6.

Band 36: Harald Kolléra  
Entwicklung eines benutzerorientierten  
Werkstattprogrammiersystems für das  
Laserstrahlschneiden  
LFT, 129 Seiten, 66 Bilder, 1 Tab. 1993.  
ISBN 3-446-17719-1.

Band 37: Stephanie Abels  
Modellierung und Optimierung von  
Montageanlagen in einem integrierten  
Simulationssystem  
FAPS, 188 Seiten, 88 Bilder. 1993.  
ISBN 3-446-17731-0.

Band 38: Robert Schmidt-Hebbel  
Laserstrahlbohren durchflußbestimmen-  
der Durchgangslöcher  
LFT, 145 Seiten, 63 Bilder, 11 Tab. 1993.  
ISBN 3-446-17778-7.

Band 39: Norbert Lutz  
Oberflächenfeinbearbeitung  
keramischer Werkstoffe mit  
XeCl-Excimerlaserstrahlung  
LFT, 187 Seiten, 98 Bilder, 29 Tab. 1994.  
ISBN 3-446-17970-4.

Band 40: Konrad Grampp  
Rechnerunterstützung bei Test und  
Schulung an Steuerungssoftware von  
SMD-Bestücklinien  
FAPS, 178 Seiten, 88 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18173-3.

Band 41: Martin Koch  
Wissensbasierte Unterstützung der  
Angebotsbearbeitung in der  
Investitionsgüterindustrie  
FAPS, 169 Seiten, 68 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18174-1.

Band 42: Armin Gropp  
Anlagen- und Prozeßdiagnostik beim  
Schneiden mit einem gepulsten  
Nd:YAG-Laser  
LFT, 160 Seiten, 88 Bilder, 7 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18241-1.

Band 43: Werner Heckel  
Optische 3D-Konturerfassung und  
on-line Biegewinkelmessung mit  
dem Lichtschnittverfahren  
LFT, 149 Seiten, 43 Bilder, 11 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18243-8.

Band 44: Armin Rothhaupt  
Modulares Planungssystem zur  
Optimierung der Elektronikfertigung  
FAPS, 180 Seiten, 101 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18307-8.

Band 45: Bernd Zöllner  
Adaptive Diagnose in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 195 Seiten, 74 Bilder, 3 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18308-6.

Band 46: Bodo Vormann  
Beitrag zur automatisierten  
Handhabungsplanung komplexer  
Blechbiegeteile  
LFT, 126 Seiten, 89 Bilder, 3 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18345-0.

Band 47: Peter Schnepf  
Zielkostenorientierte Montageplanung  
FAPS, 144 Seiten, 75 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18397-3.

Band 48: Rainer Klotzbücher  
Konzept zur rechnerintegrierten  
Materialversorgung in flexiblen  
Fertigungssystemen  
FAPS, 156 Seiten, 62 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18412-0.

Band 49: Wolfgang Greska  
Wissensbasierte Analyse und  
Klassifizierung von Blechteilen  
LFT, 144 Seiten, 96 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18462-7.

Band 50: Jörg Franke  
Integrierte Entwicklung neuer  
Produkt- und Produktionstechnologien  
für räumliche spritzgegossene  
Schaltungsträger (3-D MID)  
FAPS, 196 Seiten, 86 Bilder, 4 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18448-1.

Band 51: Franz-Josef Zeller  
Sensorplanung und schnelle  
Sensorregelung für Industrieroboter  
FAPS, 190 Seiten, 102 Bilder, 9 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18601-8.

Band 52: Michael Solvie  
Zeitbehandlung und  
Multimedia-Unterstützung in  
Feldkommunikationssystemen  
FAPS, 200 Seiten, 87 Bilder, 35 Tab. 1996.  
ISBN 3-446-18607-7.

Band 53: Robert Hopperdietzel  
Reengineering in der Elektro- und  
Elektronikindustrie  
FAPS, 180 Seiten, 109 Bilder, 1 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-070-2.

Band 54: Thomas Rebhahn  
Beitrag zur Mikromaterialbearbeitung  
mit Excimerlasern - Systemkomponenten  
und Verfahrensoptimierungen  
LFT, 148 Seiten, 61 Bilder, 10 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-075-3.

Band 55: Henning Hanebuth  
Laserstrahlhartlöten mit  
Zweistrahlschweißtechnik  
LFT, 157 Seiten, 58 Bilder, 11 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-074-5.

Band 56: Uwe Schönherr  
Steuerung und Sensordatenintegration  
für flexible Fertigungszellen mit  
kooperierenden Robotern  
FAPS, 188 Seiten, 116 Bilder, 3 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-076-1.

Band 57: Stefan Holzer  
Berührungslose Formgebung mit  
Laserstrahlung  
LFT, 162 Seiten, 69 Bilder, 11 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-079-6.

Band 58: Markus Schultz  
Fertigungsqualität beim  
3D-Laserstrahlschweißen von  
Blechformteilen  
LFT, 165 Seiten, 88 Bilder, 9 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-080-X.

Band 59: Thomas Krebs  
Integration elektromechanischer  
CA-Anwendungen über einem  
STEP-Produktmodell  
FAPS, 198 Seiten, 58 Bilder, 8 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-081-8.

Band 60: Jürgen Sturm  
Prozeßintegrierte Qualitätssicherung  
in der Elektronikproduktion  
FAPS, 167 Seiten, 112 Bilder, 5 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-082-6.

Band 61: Andreas Brand  
Prozesse und Systeme zur Bestückung  
räumlicher elektronischer Baugruppen  
(3D-MID)  
FAPS, 182 Seiten, 100 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-087-7.

Band 62: Michael Kauf  
Regelung der Laserstrahlleistung und  
der Fokusparameter einer  
CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaseranlage  
LFT, 140 Seiten, 70 Bilder, 5 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-083-4.

Band 63: Peter Steinwasser  
Modulares Informationsmanagement  
in der integrierten Produkt- und  
Prozeßplanung  
FAPS, 190 Seiten, 87 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-084-2.

Band 64: Georg Liedl  
Integriertes Automatisierungskonzept  
für den flexiblen Materialfluß in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 196 Seiten, 96 Bilder, 3 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-086-9.

Band 65: Andreas Otto  
Transiente Prozesse beim  
Laserstrahlschweißen  
LFT, 132 Seiten, 62 Bilder, 1 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-089-3.

Band 66: Wolfgang Blöchl  
Erweiterte Informationsbereitstellung  
an offenen CNC-Steuerungen zur  
Prozeß- und Programoptimierung  
FAPS, 168 Seiten, 96 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-091-5.

Band 67: Klaus-Uwe Wolf  
Verbesserte Prozeßführung und  
Prozeßplanung zur Leistungs- und  
Qualitätssteigerung beim  
Spulwickeln  
FAPS, 186 Seiten, 125 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-092-3.

Band 68: Frank Backes  
Technologieorientierte Bahnplanung  
für die 3D-Laserstrahlbearbeitung  
LFT, 138 Seiten, 71 Bilder, 2 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-093-1.

Band 69: Jürgen Kraus  
Laserstrahlumformen von Profilen  
LFT, 137 Seiten, 72 Bilder, 8 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-094-X.

Band 70: Norbert Neubauer  
Adaptive Strahlführungen für  
CO<sub>2</sub>-Laseranlagen  
LFT, 120 Seiten, 50 Bilder, 3 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-095-8.

Band 71: Michael Steber  
Prozeßoptimierter Betrieb flexibler  
Schraubstationen in der  
automatisierten Montage  
FAPS, 168 Seiten, 78 Bilder, 3 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-096-6.

Band 72: Markus Pfestorf  
Funktionale 3D-Oberflächenkenngrößen  
in der Umformtechnik  
LFT, 162 Seiten, 84 Bilder, 15 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-097-4.

Band 73: Volker Franke  
Integrierte Planung und Konstruktion  
von Werkzeugen für die Biegebearbeitung  
LFT, 143 Seiten, 81 Bilder. 1998.  
ISBN 3-87525-098-2.

Band 74: Herbert Scheller  
Automatisierte Demontagesysteme  
und recyclinggerechte Produktgestaltung  
elektronischer Baugruppen  
FAPS, 184 Seiten, 104 Bilder, 17 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-099-0.

Band 75: Arthur Meißner  
Kaltmassivumformung metallischer  
Kleinstteile – Werkstoffverhalten,  
Wirkflächenreibung, Prozeßauslegung  
LFT, 164 Seiten, 92 Bilder, 14 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-100-8.

Band 76: Mathias Glasmacher  
Prozeß- und Systemtechnik zum  
Laserstrahl-Mikroschweißen  
LFT, 184 Seiten, 104 Bilder, 12 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-101-6.

Band 77: Michael Schwind  
Zerstörungsfreie Ermittlung mechani-  
scher Eigenschaften von Feinblechen mit  
dem Wirbelstromverfahren  
LFT, 124 Seiten, 68 Bilder, 8 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-102-4.

Band 78: Manfred Gerhard  
Qualitätssteigerung in der  
Elektronikproduktion durch  
Optimierung der Prozeßführung  
beim Löten komplexer Baugruppen  
FAPS, 179 Seiten, 113 Bilder, 7 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-103-2.

Band 79: Elke Rauh  
Methodische Einbindung der Simulation  
in die betrieblichen Planungs- und  
Entscheidungsabläufe  
FAPS, 192 Seiten, 114 Bilder, 4 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-104-0.

Band 80: Sorin Niederkorn  
Meßeinrichtung zur Untersuchung  
der Wirkflächenreibung bei umformtech-  
nischen Prozessen  
LFT, 99 Seiten, 46 Bilder, 6 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-105-9.

Band 81: Stefan Schuberth  
Regelung der Fokusslage beim Schweißen  
mit CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasern unter  
Einsatz von adaptiven Optiken  
LFT, 140 Seiten, 64 Bilder, 3 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-106-7.

Band 82: Armando Walter Colombo  
Development and Implementation of  
Hierarchical Control Structures of  
Flexible Production Systems Using High  
Level Petri Nets  
FAPS, 216 Seiten, 86 Bilder. 1998.  
ISBN 3-87525-109-1.

Band 83: Otto Meedt  
Effizienzsteigerung bei Demontage  
und Recycling durch flexible  
Demontagetechnologien und optimierte  
Produktgestaltung  
FAPS, 186 Seiten, 103 Bilder. 1998.  
ISBN 3-87525-108-3.

Band 84: Knuth Götz  
Modelle und effiziente Modellbildung  
zur Qualitätssicherung in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 212 Seiten, 129 Bilder, 24 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-112-1.

Band 85: Ralf Luchs  
Einsatzmöglichkeiten leitender Klebstoffe zur zuverlässigen Kontaktierung elektronischer Bauelemente in der SMT  
FAPS, 176 Seiten, 126 Bilder, 30 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-113-7.

Band 86: Frank Pöhlau  
Entscheidungsgrundlagen zur Einführung räumlicher spritzgegossener Schaltungsträger (3-D MID)  
FAPS, 144 Seiten, 99 Bilder. 1999.  
ISBN 3-87525-114-8.

Band 87: Roland T. A. Kals  
Fundamentals on the miniaturization of sheet metal working processes  
LFT, 128 Seiten, 58 Bilder, 11 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-115-6.

Band 88: Gerhard Luhn  
Implizites Wissen und technisches Handeln am Beispiel der Elektronikproduktion  
FAPS, 252 Seiten, 61 Bilder, 1 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-116-4.

Band 89: Axel Sprenger  
Adaptives Streckbiegen von Aluminium-Strangpreßprofilen  
LFT, 114 Seiten, 63 Bilder, 4 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-117-2.

Band 90: Hans-Jörg Pucher  
Untersuchungen zur Prozeßfolge Umformen, Bestücken und Laserstrahllöten von Mikrokontakten  
LFT, 158 Seiten, 69 Bilder, 9 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-119-9.

Band 91: Horst Arnet  
Profilbiegen mit kinematischer Gestalterzeugung  
LFT, 128 Seiten, 67 Bilder, 7 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-120-2.

Band 92: Doris Schubart  
Prozeßmodellierung und Technologieentwicklung beim Abtragen mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung  
LFT, 133 Seiten, 57 Bilder, 13 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-122-9.

Band 93: Adrianus L. P. Coremans  
Laserstrahlsintern von Metallpulver - Prozeßmodellierung, Systemtechnik, Eigenschaften laserstrahlgesinterter Metallkörper  
LFT, 184 Seiten, 108 Bilder, 12 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-124-5.

Band 94: Hans-Martin Biehler  
Optimierungskonzepte für Qualitätsdatenverarbeitung und Informationsbereitstellung in der Elektronikfertigung  
FAPS, 194 Seiten, 105 Bilder. 1999.  
ISBN 3-87525-126-1.

Band 95: Wolfgang Becker  
Oberflächenausbildung und tribologische Eigenschaften excimerlaserstrahlbearbeiteter Hochleistungskeramiken  
LFT, 175 Seiten, 71 Bilder, 3 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-127-X.

Band 96: Philipp Hein  
Innenhochdruck-Umformen von Blechpaaren: Modellierung, Prozeßauslegung und Prozeßführung  
LFT, 129 Seiten, 57 Bilder, 7 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-128-8.

Band 97: Gunter Beitinger  
Herstellungs- und Prüfverfahren für  
thermoplastische Schaltungsträger  
FAPS, 169 Seiten, 92 Bilder, 20 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-129-6.

Band 98: Jürgen Knoblach  
Beitrag zur rechnerunterstützten  
verursachungsgerechten  
Angebotskalkulation von Blechteilen  
mit Hilfe wissenschaftlicher Methoden  
LFT, 155 Seiten, 53 Bilder, 26 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-130-X.

Band 99: Frank Breitenbach  
Bildverarbeitungssystem zur Erfassung  
der Anschlußgeometrie elektronischer  
SMT-Bauelemente  
LFT, 147 Seiten, 92 Bilder, 12 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-131-8.

Band 100: Bernd Falk  
Simulationsbasierte  
Lebensdauervorhersage für Werkzeuge  
der Kaltmassivumformung  
LFT, 134 Seiten, 44 Bilder, 15 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-136-9.

Band 101: Wolfgang Schlögl  
Integriertes Simulationsdaten-Management  
für Maschinenentwicklung und  
Anlagenplanung  
FAPS, 169 Seiten, 101 Bilder, 20 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-137-7.

Band 102: Christian Hinsel  
Ermüdungsbruchversagen  
hartstoffbeschichteter Werkzeugstähle  
in der Kaltmassivumformung  
LFT, 130 Seiten, 80 Bilder, 14 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-138-5.

Band 103: Stefan Bobbert  
Simulationsgestützte Prozessauslegung  
für das Innenhochdruck-Umformen  
von Blechpaaren  
LFT, 123 Seiten, 77 Bilder. 2000.  
ISBN 3-87525-145-8.

Band 104: Harald Rottbauer  
Modulares Planungswerkzeug zum  
Produktionsmanagement in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 166 Seiten, 106 Bilder. 2001.  
ISBN 3-87525-139-3.

Band 105: Thomas Hennige  
Flexible Formgebung von Blechen  
durch Laserstrahlumformen  
LFT, 119 Seiten, 50 Bilder. 2001.  
ISBN 3-87525-140-7.

Band 106: Thomas Menzel  
Wissenschaftliche Methoden für die  
rechnergestützte Charakterisierung  
und Bewertung innovativer  
Fertigungsprozesse  
LFT, 152 Seiten, 71 Bilder. 2001.  
ISBN 3-87525-142-3.

Band 107: Thomas Stöckel  
Kommunikationstechnische Integration  
der Prozeßebe in Produktionssysteme  
durch Middleware-Frameworks  
FAPS, 147 Seiten, 65 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-143-1.

Band 108: Frank Pitter  
Verfügbarkeitssteigerung von  
Werkzeugmaschinen durch Einsatz  
mechatronischer Sensorlösungen  
FAPS, 158 Seiten, 131 Bilder, 8 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-144-X.

Band 109: Markus Korneli  
Integration lokaler CAP-Systeme in  
einen globalen Fertigungsdatenverbund  
FAPS, 121 Seiten, 53 Bilder, 11 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-146-6.

Band 110: Burkhard Müller  
Laserstrahljustieren mit Excimer-Lasern -  
Prozeßparameter und Modelle zur  
Aktorkonstruktion  
LFT, 128 Seiten, 36 Bilder, 9 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-159-8.

Band 111: Jürgen Göhringer  
Integrierte Telediagnose via Internet  
zum effizienten Service von  
Produktionssystemen  
FAPS, 178 Seiten, 98 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-147-4.

Band 112: Robert Feuerstein  
Qualitäts- und kosteneffiziente Integra-  
tion neuer Bauelementetechnologien in  
die Flachbaugruppenfertigung  
FAPS, 161 Seiten, 99 Bilder, 10 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-151-2.

Band 113: Marcus Reichenberger  
Eigenschaften und Einsatzmöglichkeiten  
alternativer Elektroniklote in der  
Oberflächenmontage (SMT)  
FAPS, 165 Seiten, 97 Bilder, 18 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-152-0.

Band 114: Alexander Huber  
Justieren vormontierter Systeme mit dem  
Nd:YAG-Laser unter Einsatz von Aktoren  
LFT, 122 Seiten, 58 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-153-9.

Band 115: Sami Krimi  
Analyse und Optimierung von Montage-  
systemen in der Elektronikproduktion  
FAPS, 155 Seiten, 88 Bilder, 3 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-157-1.

Band 116: Marion Merklein  
Laserstrahlumformen von  
Aluminiumwerkstoffen - Beeinflussung  
der Mikrostruktur und der mechanischen  
Eigenschaften  
LFT, 122 Seiten, 65 Bilder, 15 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-156-3.

Band 117: Thomas Collisi  
Ein informationslogistisches  
Architekturkonzept zur Akquisition  
simulationsrelevanter Daten  
FAPS, 181 Seiten, 105 Bilder, 7 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-164-4.

Band 118: Markus Koch  
Rationalisierung und ergonomische  
Optimierung im Innenausbau durch  
den Einsatz moderner  
Automatisierungstechnik  
FAPS, 176 Seiten, 98 Bilder, 9 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-165-2.

Band 119: Michael Schmidt  
Prozeßregelung für das Laserstrahl-  
Punktschweißen in der Elektronikpro-  
duktion  
LFT, 152 Seiten, 71 Bilder, 3 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-166-0.

Band 120: Nicolas Tiesler  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Fließpressen metallischer Kleinstteile  
LFT, 126 Seiten, 78 Bilder, 12 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-175-X.

Band 121: Lars Pursche  
Methoden zur technologieorientierten  
Programmierung für die  
3D-Lasermikrobearbeitung  
LFT, 111 Seiten, 39 Bilder, 0 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-183-0.

Band 122: Jan-Oliver Brassel  
Prozeßkontrolle beim  
Laserstrahl-Mikroschweißen  
LFT, 148 Seiten, 72 Bilder, 12 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-181-4.

Band 123: Mark Geisel  
Prozeßkontrolle und -steuerung beim  
Laserstrahlschweißen mit den Methoden  
der nichtlinearen Dynamik  
LFT, 135 Seiten, 46 Bilder, 2 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-180-6.

Band 124: Gerd Eßler  
Laserstrahlunterstützte Erzeugung  
metallischer Leiterstrukturen auf  
Thermoplastsubstraten für die  
MID-Technik  
LFT, 148 Seiten, 60 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-171-7.

Band 125: Marc Fleckenstein  
Qualität laserstrahl-gefügter  
Mikroverbindungen elektronischer  
Kontakte  
LFT, 159 Seiten, 77 Bilder, 7 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-170-9.

Band 126: Stefan Kaufmann  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Nd:YAG- Laserstrahlfügen von Silizium  
für Komponenten der Optoelektronik  
LFT, 159 Seiten, 100 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-172-5.

Band 127: Thomas Fröhlich  
Simultanes Löten von Anschlußkontak-  
ten elektronischer Bauelemente mit  
Diodenlaserstrahlung  
LFT, 143 Seiten, 75 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-186-5.

Band 128: Achim Hofmann  
Erweiterung der Formgebungsgrenzen  
beim Umformen von  
Aluminiumwerkstoffen durch den Ein-  
satz prozessangepasster Platinen  
LFT, 113 Seiten, 58 Bilder, 4 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-182-2.

Band 129: Ingo Kriebitzsch  
3 - D MID Technologie in der  
Automobilelektronik  
FAPS, 129 Seiten, 102 Bilder, 10 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-169-5.

Band 130: Thomas Pohl  
Fertigungsqualität und Umformbarkeit  
laserstrahlgeschweißter Formplatinen  
aus Aluminiumlegierungen  
LFT, 133 Seiten, 93 Bilder, 12 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-173-3.

Band 131: Matthias Wenk  
Entwicklung eines konfigurierbaren  
Steuerungssystems für die flexible  
Sensorführung von Industrierobotern  
FAPS, 167 Seiten, 85 Bilder, 1 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-174-1.

Band 132: Matthias Nегendandck  
Neue Sensorik und Aktorik für  
Bearbeitungsköpfe zum  
Laserstrahlschweißen  
LFT, 116 Seiten, 60 Bilder, 14 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-184-9.

Band 133: Oliver Kreis  
Integrierte Fertigung - Verfahrensin-  
tegration durch Innenhochdruck-Umfor-  
men, Trennen und Laserstrahlschweißen  
in einem Werkzeug sowie ihre tele- und  
multimediale Präsentation  
LFT, 167 Seiten, 90 Bilder, 43 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-176-8.

Band 134: Stefan Trautner  
Technische Umsetzung produktbezoge-  
ner Instrumente der Umweltpolitik bei  
Elektro- und Elektronikgeräten  
FAPS, 179 Seiten, 92 Bilder, 11 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-177-6.

Band 135: Roland Meier  
Strategien für einen produktorientierten  
Einsatz räumlicher spritzgegossener  
Schaltungsträger (3-D MID)  
FAPS, 155 Seiten, 88 Bilder, 14 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-178-4.

Band 136: Jürgen Wunderlich  
Kostensimulation - Simulationsbasierte  
Wirtschaftlichkeitsregelung komplexer  
Produktionssysteme  
FAPS, 202 Seiten, 119 Bilder, 17 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-179-2.

Band 137: Stefan Novotny  
Innenhochdruck-Umformen von Blechen  
aus Aluminium- und Magnesiumlegie-  
rungen bei erhöhter Temperatur  
LFT, 132 Seiten, 82 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-185-7.

Band 138: Andreas Licha  
Flexible Montageautomatisierung zur  
Komplettmontage flächenhafter Produkt-  
strukturen durch kooperierende  
Industrieroboter  
FAPS, 158 Seiten, 87 Bilder, 8 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-189-X.

Band 139: Michael Eisenbarth  
Beitrag zur Optimierung der Aufbau- und  
Verbindungstechnik für mechatronische  
Baugruppen  
FAPS, 207 Seiten, 141 Bilder, 9 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-190-3.

Band 140: Frank Christoph  
Durchgängige simulationsgestützte  
Planung von Fertigungseinrichtungen der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 187 Seiten, 107 Bilder, 9 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-191-1.

Band 141: Hinnerk Hagenah  
Simulationsbasierte Bestimmung der  
zu erwartenden Maßhaltigkeit für das  
Blechbiegen  
LFT, 131 Seiten, 36 Bilder, 26 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-192-X.

Band 142: Ralf Eckstein  
Scherschneiden und Biegen metallischer  
Kleinstteile - Materialeinfluss und  
Materialverhalten  
LFT, 148 Seiten, 71 Bilder, 19 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-193-8.

Band 143: Frank H. Meyer-Pittroff  
Excimerlaserstrahlbiegen dünner  
metallischer Folien mit homogener  
Lichtlinie  
LFT, 138 Seiten, 60 Bilder, 16 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-196-2.

Band 144: Andreas Kach  
Rechnergestützte Anpassung von  
Laserstrahlschneidbahnen  
an Bauteilabweichungen  
LFT, 139 Seiten, 69 Bilder, 11 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-197-0.

Band 145: Stefan Hierl  
System- und Prozesstechnik für das  
simultane Lötten mit Diodenlaserstrah-  
lung von elektronischen Bauelementen  
LFT, 124 Seiten, 66 Bilder, 4 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-198-9.

Band 146: Thomas Neudecker  
Tribologische Eigenschaften keramischer  
Blechumformwerkzeuge- Einfluss einer  
Oberflächenendbearbeitung mittels  
Excimerlaserstrahlung  
LFT, 166 Seiten, 75 Bilder, 26 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-200-4.

Band 147: Ulrich Wenger  
Prozessoptimierung in der Wickeltechnik  
durch innovative maschinenbauliche und  
regelungstechnische Ansätze  
FAPS, 132 Seiten, 88 Bilder, 0 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-203-9.

Band 148: Stefan Slama  
Effizienzsteigerung in der Montage durch  
marktorientierte Montagestrukturen und  
erweiterte Mitarbeiterkompetenz  
FAPS, 188 Seiten, 125 Bilder, 0 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-204-7.

Band 149: Thomas Wurm  
Laserstrahljustieren mittels Aktoren-Ent-  
wicklung von Konzepten und Methoden  
für die rechnerunterstützte Modellierung  
und Optimierung von komplexen  
Aktorsystemen in der Mikrotechnik  
LFT, 122 Seiten, 51 Bilder, 9 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-206-3.

Band 150: Martino Celeghini  
Wirkmedienbasierte Blechumformung:  
Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss  
von Werkstoff und Bauteilgeometrie  
LFT, 146 Seiten, 77 Bilder, 6 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-207-1.

Band 151: Ralph Hohenstein  
Entwurf hochdynamischer Sensor- und  
Regelsysteme für die adaptive  
Laserbearbeitung  
LFT, 282 Seiten, 63 Bilder, 16 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-210-1.

Band 152: Angelika Hutterer  
Entwicklung prozessüberwachender  
Regelkreise für flexible  
Formgebungsprozesse  
LFT, 149 Seiten, 57 Bilder, 2 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-212-8.

Band 153: Emil Egerer  
Massivumformen metallischer Kleinst-  
teile bei erhöhter Prozesstemperatur  
LFT, 158 Seiten, 87 Bilder, 10 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-213-6.

Band 154: Rüdiger Holzmann  
Strategien zur nachhaltigen Optimierung  
von Qualität und Zuverlässigkeit in  
der Fertigung hochintegrierter  
Flachbaugruppen  
FAPS, 186 Seiten, 99 Bilder, 19 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-217-9.

Band 155: Marco Nock  
Biegeumformen mit  
Elastomerwerkzeugen Modellierung,  
Prozessauslegung und Abgrenzung des  
Verfahrens am Beispiel des Rohrbiegens  
LFT, 164 Seiten, 85 Bilder, 13 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-218-7.

Band 156: Frank Niebling  
Qualifizierung einer Prozesskette zum  
Laserstrahlsintern metallischer Bauteile  
LFT, 148 Seiten, 89 Bilder, 3 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-219-5.

Band 157: Markus Meiler  
Großserientauglichkeit trockenschmier-  
stoffbeschichteter Aluminiumbleche im  
Presswerk Grundlegende Untersuchen-  
gen zur Tribologie, zum Umformverhal-  
ten und Bauteilversuche  
LFT, 104 Seiten, 57 Bilder, 21 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-221-7.

Band 158: Agus Sutanto  
Solution Approaches for Planning of  
Assembly Systems in Three-Dimensional  
Virtual Environments  
FAPS, 169 Seiten, 98 Bilder, 3 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-220-9.

Band 159: Matthias Boiger  
Hochleistungssysteme für die Fertigung  
elektronischer Baugruppen auf der Basis  
flexibler Schaltungsträger  
FAPS, 175 Seiten, 111 Bilder, 8 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-222-5.

Band 160: Matthias Pitz  
Laserunterstütztes Biegen höchstfester  
Mehrphasenstähle  
LFT, 120 Seiten, 73 Bilder, 11 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-223-3.

Band 161: Meik Vahl  
Beitrag zur gezielten Beeinflussung des  
Werkstoffflusses beim Innenhochdruck-  
Umformen von Blechen  
LFT, 165 Seiten, 94 Bilder, 15 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-224-1.

Band 162: Peter K. Kraus  
Plattformstrategien - Realisierung  
einer varianz- und kostenoptimierten  
Wertschöpfung  
FAPS, 181 Seiten, 95 Bilder, 0 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-226-8.

Band 163: Adrienn Cser  
Laserstrahlschmelzabtrag - Prozessana-  
lyse und -modellierung  
LFT, 146 Seiten, 79 Bilder, 3 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-227-6.

Band 164: Markus C. Hahn  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Herstellung von Leichtbauverbundstruk-  
turen mit Aluminiumschaumkern  
LFT, 143 Seiten, 60 Bilder, 16 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-228-4.

Band 165: Gordana Michos  
Mechatronische Ansätze zur Optimie-  
rung von Vorschubachsen  
FAPS, 146 Seiten, 87 Bilder, 17 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-230-6.

Band 166: Markus Stark  
Auslegung und Fertigung hochpräziser  
Faser-Kollimator-Arrays  
LFT, 158 Seiten, 115 Bilder, 11 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-231-4.

Band 167: Yurong Zhou  
Kollaboratives Engineering Management  
in der integrierten virtuellen Entwicklung  
der Anlagen für die Elektronikproduktion  
FAPS, 156 Seiten, 84 Bilder, 6 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-232-2.

Band 168: Werner Enser  
Neue Formen permanenter und lösbarer elektrischer Kontaktierungen für mechatronische Baugruppen  
FAPS, 190 Seiten, 112 Bilder, 5 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-233-0.

Band 169: Katrin Melzer  
Integrierte Produktpolitik bei elektrischen und elektronischen Geräten zur Optimierung des Product-Life-Cycle  
FAPS, 155 Seiten, 91 Bilder, 17 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-234-9.

Band 170: Alexander Putz  
Grundlegende Untersuchungen zur Erfassung der realen Vorspannung von armierten Kaltfließpresswerkzeugen mittels Ultraschall  
LFT, 137 Seiten, 71 Bilder, 15 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-237-3.

Band 171: Martin Prechtl  
Automatisiertes Schichtverfahren für metallische Folien - System- und Prozesstechnik  
LFT, 154 Seiten, 45 Bilder, 7 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-238-1.

Band 172: Markus Meidert  
Beitrag zur deterministischen Lebensdauerabschätzung von Werkzeugen der Kaltmassivumformung  
LFT, 131 Seiten, 78 Bilder, 9 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-239-X.

Band 173: Bernd Müller  
Robuste, automatisierte Montagesysteme durch adaptive Prozessführung und montageübergreifende Fehlerprävention am Beispiel flächiger Leichtbauteile  
FAPS, 147 Seiten, 77 Bilder, 0 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-240-3.

Band 174: Alexander Hofmann  
Hybrides Laserdurchstrahlschweißen von Kunststoffen  
LFT, 136 Seiten, 72 Bilder, 4 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-243-9.

Band 175: Peter Wölflick  
Innovative Substrate und Prozesse mit feinsten Strukturen für bleifreie Mechatronik-Anwendungen  
FAPS, 177 Seiten, 148 Bilder, 24 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-246-0.

Band 176: Attila Komlodi  
Detection and Prevention of Hot Cracks during Laser Welding of Aluminium Alloys Using Advanced Simulation Methods  
LFT, 155 Seiten, 89 Bilder, 14 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-248-4.

Band 177: Uwe Popp  
Grundlegende Untersuchungen zum Laserstrahlstrukturieren von Kaltmassivumformwerkzeugen  
LFT, 140 Seiten, 67 Bilder, 16 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-249-1.

Band 178: Veit Rückel  
Rechnergestützte Ablaufplanung und Bahngenerierung Für kooperierende Industrieroboter  
FAPS, 148 Seiten, 75 Bilder, 7 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-250-7.

Band 179: Manfred Dirscherl  
Nicht-thermische Mikrojustiertechnik mittels ultrakurzer Laserpulse  
LFT, 154 Seiten, 69 Bilder, 10 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-251-4.

Band 180: Yong Zhuo  
Entwurf eines rechnergestützten integrierten Systems für Konstruktion und Fertigungsplanung räumlicher spritzgegossener Schaltungsträger (3D-MID)  
FAPS, 181 Seiten, 95 Bilder, 5 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-253-8.

Band 181: Stefan Lang  
Durchgängige Mitarbeiterinformation zur Steigerung von Effizienz und Prozesssicherheit in der Produktion  
FAPS, 172 Seiten, 93 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-257-6.

Band 182: Hans-Joachim Krauß  
Laserstrahlinduzierte Pyrolyse präkeramischer Polymere  
LFT, 171 Seiten, 100 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-258-3.

Band 183: Stefan Junker  
Technologien und Systemlösungen für die flexibel automatisierte Bestückung permanent erregter Läufer mit oberflächenmontierten Dauermagneten  
FAPS, 173 Seiten, 75 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-259-0.

Band 184: Rainer Kohlbauer  
Wissensbasierte Methoden für die simulationsgestützte Auslegung wirkmedienbasierter Blechumformprozesse  
LFT, 135 Seiten, 50 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-260-6.

Band 185: Klaus Lamprecht  
Wirkmedienbasierte Umformung tiefgezogener Vorformen unter besonderer Berücksichtigung maßgeschneiderter Halbzeuge  
LFT, 137 Seiten, 81 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-265-1.

Band 186: Bernd Zolleiß  
Optimierte Prozesse und Systeme für die Bestückung mechatronischer Baugruppen  
FAPS, 180 Seiten, 117 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-266-8.

Band 187: Michael Kerausch  
Simulationsgestützte Prozessauslegung für das Umformen lokal wärmebehandelter Aluminiumplatten  
LFT, 146 Seiten, 76 Bilder, 7 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-267-5.

Band 188: Matthias Weber  
Unterstützung der Wandlungsfähigkeit von Produktionsanlagen durch innovative Softwaresysteme  
FAPS, 183 Seiten, 122 Bilder, 3 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-269-9.

Band 189: Thomas Frick  
Untersuchung der prozessbestimmenden Strahl-Stoff-Wechselwirkungen beim Laserstrahlschweißen von Kunststoffen  
LFT, 104 Seiten, 62 Bilder, 8 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-268-2.

Band 190: Joachim Hecht  
Werkstoffcharakterisierung und  
Prozessauslegung für die wirkmedienba-  
sierte Doppelblech-Umformung von  
Magnesiumlegierungen  
LFT, 107 Seiten, 91 Bilder, 2 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-270-5.

Band 191: Ralf Völkl  
Stochastische Simulation zur Werkzeug-  
lebensdaueroptimierung und Präzisions-  
fertigung in der Kaltmassivumformung  
LFT, 178 Seiten, 75 Bilder, 12 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-272-9.

Band 192: Massimo Tolazzi  
Innenhochdruck-Umformen verstärkter  
Blech-Rahmenstrukturen  
LFT, 164 Seiten, 85 Bilder, 7 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-273-6.

Band 193: Cornelia Hoff  
Untersuchung der Prozesseinflussgrößen  
beim Presshärten des höchstfesten  
Vergütungsstahls 22MnB5  
LFT, 133 Seiten, 92 Bilder, 5 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-275-0.

Band 194: Christian Alvarez  
Simulationsgestützte Methoden zur  
effizienten Gestaltung von Lötprozessen  
in der Elektronikproduktion  
FAPS, 149 Seiten, 86 Bilder, 8 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-277-4.

Band 195: Andreas Kunze  
Automatisierte Montage von makrome-  
chatronischen Modulen zur flexiblen  
Integration in hybride  
Pkw-Bordnetzsysteme  
FAPS, 160 Seiten, 90 Bilder, 14 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-278-1.

Band 196: Wolfgang Hußnätter  
Grundlegende Untersuchungen zur  
experimentellen Ermittlung und zur  
Modellierung von Fließortkurven bei  
erhöhten Temperaturen  
LFT, 152 Seiten, 73 Bilder, 21 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-279-8.

Band 197: Thomas Bigl  
Entwicklung, angepasste Herstellungs-  
verfahren und erweiterte Qualitätssiche-  
rung von einsatzgerechten elektroni-  
schen Baugruppen  
FAPS, 175 Seiten, 107 Bilder, 14 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-280-4.

Band 198: Stephan Roth  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Excimerlaserstrahl-Abtragen unter  
Flüssigkeitsfilmen  
LFT, 113 Seiten, 47 Bilder, 14 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-281-1.

Band 199: Artur Giera  
Prozesstechnische Untersuchungen  
zum Rührreibschweißen metallischer  
Werkstoffe  
LFT, 179 Seiten, 104 Bilder, 36 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-282-8.

Band 200: Jürgen Lechler  
Beschreibung und Modellierung  
des Werkstoffverhaltens von  
presshärtbaren Bor-Manganstählen  
LFT, 154 Seiten, 75 Bilder, 12 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-286-6.

Band 201: Andreas Blankl  
Untersuchungen zur Erhöhung der  
Prozessrobustheit bei der Innenhoch-  
druck-Umformung von flächigen Halb-  
zeugen mit vor- bzw. nachgeschalteten  
Laserstrahlfügeoperationen  
LFT, 120 Seiten, 68 Bilder, 9 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-287-3.

Band 202: Andreas Schaller  
Modellierung eines nachfrageorientierten  
Produktionskonzeptes für mobile  
Telekommunikationsgeräte  
FAPS, 120 Seiten, 79 Bilder, 0 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-289-7.

Band 203: Claudius Schimpf  
Optimierung von Zuverlässigkeitsunter-  
suchungen, Prüfabläufen und Nachar-  
beitsprozessen in der Elektronikproduk-  
tion  
FAPS, 162 Seiten, 90 Bilder, 14 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-290-3.

Band 204: Simon Dietrich  
Sensoriken zur Schwerpunktslagebestim-  
mung der optischen Prozessemissionen  
beim Laserstrahliefschweißen  
LFT, 138 Seiten, 70 Bilder, 5 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-292-7.

Band 205: Wolfgang Wolf  
Entwicklung eines agentenbasierten  
Steuerungssystems zur  
Materialflussorganisation im  
wandelbaren Produktionsumfeld  
FAPS, 167 Seiten, 98 Bilder. 2009.  
ISBN 978-3-87525-293-4.

Band 206: Steffen Polster  
Laserdurchstrahlenschweißen  
transparenter Polymerbauteile  
LFT, 160 Seiten, 92 Bilder, 13 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-294-1.

Band 207: Stephan Manuel Dörfler  
Rührreibschweißen von walzplattiertem  
Halbzeug und Aluminiumblech zur  
Herstellung flächiger Aluminiumschaum-  
Sandwich-Verbundstrukturen  
LFT, 190 Seiten, 98 Bilder, 5 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-295-8.

Band 208: Uwe Vogt  
Seriennahe Auslegung von Aluminium  
Tailored Heat Treated Blanks  
LFT, 151 Seiten, 68 Bilder, 26 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-296-5.

Band 209: Till Laumann  
Qualitative und quantitative Bewertung  
der Crashtauglichkeit von höchstfesten  
Stählen  
LFT, 117 Seiten, 69 Bilder, 7 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-299-6.

Band 210: Alexander Diehl  
Größeneffekte bei Biegeprozessen-  
Entwicklung einer Methodik zur  
Identifikation und Quantifizierung  
LFT, 180 Seiten, 92 Bilder, 12 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-302-3.

Band 211: Detlev Staud  
Effiziente Prozesskettenauslegung für das  
Umformen lokal wärmebehandelter und  
geschweißter Aluminiumbleche  
LFT, 164 Seiten, 72 Bilder, 12 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-303-0.

Band 212: Jens Ackermann  
Prozesssicherung beim Laserdurchstrahl-  
schweißen thermoplastischer Kunststoffe  
LPT, 129 Seiten, 74 Bilder, 13 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-305-4.

Band 213: Stephan Weidel  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Kontaktzustand zwischen Werkstück  
und Werkzeug bei umformtechnischen  
Prozessen unter tribologischen  
Gesichtspunkten  
LFT, 144 Seiten, 67 Bilder, 11 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-307-8.

Band 214: Stefan Geißdörfer  
Entwicklung eines mesoskopischen Modells zur Abbildung von Größeneffekten in der Kaltmassivumformung mit Methoden der FE-Simulation  
LFT, 133 Seiten, 83 Bilder, 11 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-308-5.

Band 215: Christian Matzner  
Konzeption produktspezifischer Lösungen zur Robustheitssteigerung elektronischer Systeme gegen die Einwirkung von Betaung im Automobil  
FAPS, 165 Seiten, 93 Bilder, 14 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-309-2.

Band 216: Florian Schüssler  
Verbindungs- und Systemtechnik für thermisch hochbeanspruchte und miniaturisierte elektronische Baugruppen  
FAPS, 184 Seiten, 93 Bilder, 18 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-310-8.

Band 217: Massimo Cojutti  
Strategien zur Erweiterung der Prozessgrenzen bei der Innhochdruck-Umformung von Rohren und Blechpaaren  
LFT, 125 Seiten, 56 Bilder, 9 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-312-2.

Band 218: Raoul Plettke  
Mehrkriterielle Optimierung komplexer Aktorsysteme für das Laserstrahljustieren  
LFT, 152 Seiten, 25 Bilder, 3 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-315-3.

Band 219: Andreas Dobroschke  
Flexible Automatisierungslösungen für die Fertigung wickeltechnischer Produkte  
FAPS, 184 Seiten, 109 Bilder, 18 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-317-7.

Band 220: Azhar Zam  
Optical Tissue Differentiation for Sensor-Controlled Tissue-Specific Laser Surgery  
LPT, 99 Seiten, 45 Bilder, 8 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-318-4.

Band 221: Michael Rösch  
Potenziale und Strategien zur Optimierung des Schablonendruckprozesses in der Elektronikproduktion  
FAPS, 192 Seiten, 127 Bilder, 19 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-319-1.

Band 222: Thomas Rechtenwald  
Quasi-isothermes Laserstrahlsintern von Hochtemperatur-Thermoplasten - Eine Betrachtung werkstoff-prozessspezifischer Aspekte am Beispiel PEEK  
LPT, 150 Seiten, 62 Bilder, 8 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-320-7.

Band 223: Daniel Craiovan  
Prozesse und Systemlösungen für die SMT-Montage optischer Bauelemente auf Substrate mit integrierten Lichtwellenleitern  
FAPS, 165 Seiten, 85 Bilder, 8 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-324-5.

Band 224: Kay Wagner  
Beanspruchungsangepasste  
Kaltmassivumformwerkzeuge durch  
lokal optimierte Werkzeugoberflächen  
LFT, 147 Seiten, 103 Bilder, 17 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-325-2.

Band 225: Martin Brandhuber  
Verbesserung der Prognosegüte des Ver-  
sagens von Punktschweißverbindungen  
bei höchstfesten Stahlgüten  
LFT, 155 Seiten, 91 Bilder, 19 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-327-6.

Band 226: Peter Sebastian Feuser  
Ein Ansatz zur Herstellung von  
pressgehärteten Karosseriekomponenten  
mit maßgeschneiderten mechanischen  
Eigenschaften: Temperierte Umform-  
werkzeuge. Prozessfenster, Prozess-  
simulation und funktionale Untersuchung  
LFT, 195 Seiten, 97 Bilder, 60 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-328-3.

Band 227: Murat Arbak  
Material Adapted Design of Cold Forging  
Tools Exemplified by Powder  
Metallurgical Tool Steels and Ceramics  
LFT, 109 Seiten, 56 Bilder, 8 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-330-6.

Band 228: Indra Pitz  
Beschleunigte Simulation des  
Laserstrahlumformens von  
Aluminiumblechen  
LPT, 137 Seiten, 45 Bilder, 27 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-333-7.

Band 229: Alexander Grimm  
Prozessanalyse und -überwachung des  
Laserstrahlhartlötens mittels optischer  
Sensorik  
LPT, 125 Seiten, 61 Bilder, 5 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-334-4.

Band 230: Markus Kaupper  
Biegen von höhenfesten Stahlblechwerk-  
stoffen - Umformverhalten und Grenzen  
der Biegebarkeit  
LFT, 160 Seiten, 57 Bilder, 10 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-339-9.

Band 231: Thomas Kroiß  
Modellbasierte Prozessauslegung für  
die Kaltmassivumformung unter  
Brücksichtigung der Werkzeug- und  
Pressenauffederung  
LFT, 169 Seiten, 50 Bilder, 19 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-341-2.

Band 232: Christian Goth  
Analyse und Optimierung der Entwick-  
lung und Zuverlässigkeit räumlicher  
Schaltungsträger (3D-MID)  
FAPS, 176 Seiten, 102 Bilder, 22 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-340-5.

Band 233: Christian Ziegler  
Ganzheitliche Automatisierung  
mechatronischer Systeme in der Medizin  
am Beispiel Strahlentherapie  
FAPS, 170 Seiten, 71 Bilder, 19 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-342-9.

Band 234: Florian Albert  
Automatisiertes Laserstrahllöten  
und -reparaturlöten elektronischer  
Baugruppen  
LPT, 127 Seiten, 78 Bilder, 11 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-344-3.

Band 235: Thomas Stöhr  
Analyse und Beschreibung des  
mechanischen Werkstoffverhaltens  
von presshärtbaren Bor-Manganstählen  
LFT, 118 Seiten, 74 Bilder, 18 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-346-7.

Band 236: Christian Kägeler  
Prozessdynamik beim  
Laserstrahlschweißen verzinkter  
Stahlbleche im Überlappstoß  
LPT, 145 Seiten, 80 Bilder, 3 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-347-4.

Band 237: Andreas Sulzberger  
Seriennahe Auslegung der Prozesskette  
zur wärmeunterstützten Umformung  
von Aluminiumblechwerkstoffen  
LFT, 153 Seiten, 87 Bilder, 17 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-349-8.

Band 238: Simon Opel  
Herstellung prozessangepasster  
Halbzeuge mit variabler Blechdicke  
durch die Anwendung von Verfahren  
der Blechmassivumformung  
LFT, 165 Seiten, 108 Bilder, 27 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-350-4.

Band 239: Rajesh Kanawade  
In-vivo Monitoring of Epithelium  
Vessel and Capillary Density for the  
Application of Detection of Clinical  
Shock and Early Signs of Cancer Develop-  
ment  
LPT, 124 Seiten, 58 Bilder, 15 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-351-1.

Band 240: Stephan Busse  
Entwicklung und Qualifizierung eines  
Schneidclinchverfahrens  
LFT, 119 Seiten, 86 Bilder, 20 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-352-8.

Band 241: Karl-Heinz Leitz  
Mikro- und Nanostrukturierung mit kurz  
und ultrakurz gepulster Laserstrahlung  
LPT, 154 Seiten, 71 Bilder, 9 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-355-9.

Band 242: Markus Michl  
Webbasierte Ansätze zur ganzheitlichen  
technischen Diagnose  
FAPS, 182 Seiten, 62 Bilder, 20 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-356-6.

Band 243: Vera Sturm  
Einfluss von Chargenschwankungen  
auf die Verarbeitungsgrenzen von  
Stahlwerkstoffen  
LFT, 113 Seiten, 58 Bilder, 9 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-357-3.

Band 244: Christian Neudel  
Mikrostrukturelle und mechanisch-  
technologische Eigenschaften  
widerstandspunktgeschweißter  
Aluminium-Stahl-Verbindungen für  
den Fahrzeugbau  
LFT, 178 Seiten, 171 Bilder, 31 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-358-0.

Band 245: Anja Neumann  
Konzept zur Beherrschung der  
Prozessschwankungen im Presswerk  
LFT, 162 Seiten, 68 Bilder, 15 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-360-3.

Band 246: Ulf-Hermann Quentin  
Laserbasierte Nanostrukturierung mit  
optisch positionierten Mikrolinsen  
LPT, 137 Seiten, 89 Bilder, 6 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-361-0.

Band 247: Erik Lamprecht  
Der Einfluss der Fertigungsverfahren  
auf die Wirbelstromverluste von  
Stator-Einzelzahnblechpaketen für  
den Einsatz in Hybrid- und Elektrofahr-  
zeugen  
FAPS, 148 Seiten, 138 Bilder, 4 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-362-7.

Band 248: Sebastian Rösler  
Wirkmedienbasierte Umformung von  
Blechhalbzeugen unter Anwendung  
magnetorheologischer Flüssigkeiten als  
kombiniertes Wirk- und Dichtmedium  
LFT, 148 Seiten, 61 Bilder, 12 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-363-4.

Band 249: Paul Hippchen  
Simulative Prognose der Geometrie  
indirekt pressgehärteter Karosseriebau-  
teile für die industrielle Anwendung  
LFT, 163 Seiten, 89 Bilder, 12 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-364-1.

Band 250: Martin Zubeil  
Versagensprognose bei der Prozess  
simulation von Biegeumform- und Falz-  
verfahren  
LFT, 171 Seiten, 90 Bilder, 5 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-365-8.

Band 251: Alexander Kühl  
Flexible Automatisierung der  
Statorenmontage mit Hilfe einer  
universellen ambidexteren Kinematik  
FAPS, 142 Seiten, 60 Bilder, 26 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-367-2.

Band 252: Thomas Albrecht  
Optimierte Fertigungstechnologien  
für Rotoren getriebeintegrierter  
PM-Synchronmotoren von  
Hybridfahrzeugen  
FAPS, 198 Seiten, 130 Bilder, 38 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-368-9.

Band 253: Florian Risch  
Planning and Production Concepts for  
Contactless Power Transfer Systems for  
Electric Vehicles  
FAPS, 185 Seiten, 125 Bilder, 13 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-369-6.

Band 254: Markus Weigl  
Laserstrahlschweißen von Mischverbindungen aus austenitischen und ferritischen korrosionsbeständigen Stahlwerkstoffen  
LPT, 184 Seiten, 110 Bilder, 6 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-370-2.

Band 255: Johannes Noneder  
Beanspruchungserfassung für die Validierung von FE-Modellen zur Auslegung von Massivumformwerkzeugen  
LFT, 161 Seiten, 65 Bilder, 14 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-371-9.

Band 256: Andreas Reinhardt  
Ressourceneffiziente Prozess- und Produktionstechnologie für flexible Schaltungsträger  
FAPS, 123 Seiten, 69 Bilder, 19 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-373-3.

Band 257: Tobias Schmuck  
Ein Beitrag zur effizienten Gestaltung globaler Produktions- und Logistiknetzwerke mittels Simulation  
FAPS, 151 Seiten, 74 Bilder. 2014.  
ISBN 978-3-87525-374-0.

Band 258: Bernd Eichenhüller  
Untersuchungen der Effekte und Wechselwirkungen charakteristischer Einflussgrößen auf das Umformverhalten bei Mikroumformprozessen  
LFT, 127 Seiten, 29 Bilder, 9 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-375-7.

Band 259: Felix Lütteke  
Vielseitiges autonomes Transportsystem basierend auf Weltmodellerstellung mittels Datenfusion von Deckenkameras und Fahrzeugsensoren  
FAPS, 152 Seiten, 54 Bilder, 20 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-376-4.

Band 260: Martin Grüner  
Hochdruck-Blechumformung mit formlos festen Stoffen als Wirkmedium  
LFT, 144 Seiten, 66 Bilder, 29 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-379-5.

Band 261: Christian Brock  
Analyse und Regelung des Laserstrahliefschweißprozesses durch Detektion der Metaldampffackelposition  
LPT, 126 Seiten, 65 Bilder, 3 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-380-1.

Band 262: Peter Vatter  
Sensitivitätsanalyse des 3-Rollen-Schubbiegens auf Basis der Finite Elemente Methode  
LFT, 145 Seiten, 57 Bilder, 26 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-381-8.

Band 263: Florian Klämpfl  
Planung von Laserbestrahlungen durch simulationsbasierte Optimierung  
LPT, 169 Seiten, 78 Bilder, 32 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-384-9.

Band 264: Matthias Domke  
Transiente physikalische Mechanismen  
bei der Laserablation von dünnen  
Metallschichten  
LFT, 133 Seiten, 43 Bilder, 3 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-385-6.

Band 265: Johannes Götz  
Community-basierte Optimierung des  
Anlagenengineerings  
FAPS, 177 Seiten, 80 Bilder, 30 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-386-3.

Band 266: Hung Nguyen  
Qualifizierung des Potentials von  
Verfestigungseffekten zur Erweiterung  
des Umformvermögens aushärtbarer  
Aluminiumlegierungen  
LFT, 137 Seiten, 57 Bilder, 16 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-387-0.

Band 267: Andreas Kuppert  
Erweiterung und Verbesserung von Ver-  
suchs- und Auswertetechniken für die  
Bestimmung von Grenzformänderungs-  
kurven  
LFT, 138 Seiten, 82 Bilder, 2 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-388-7.

Band 268: Kathleen Klaus  
Erstellung eines Werkstofforientierten  
Fertigungsprozessfensters zur Steigerung  
des Formgebungsvermögens von Alumi-  
niumlegierungen unter Anwendung einer  
zwischen geschalteten Wärmebehandlung  
LFT, 154 Seiten, 70 Bilder, 8 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-391-7.

Band 269: Thomas Svec  
Untersuchungen zur Herstellung von  
funktionsoptimierten Bauteilen im  
partiellen Presshärtprozess mittels lokal  
unterschiedlich temperierter Werkzeuge  
LFT, 166 Seiten, 87 Bilder, 15 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-392-4.

Band 270: Tobias Schrader  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Verschleißcharakterisierung beschichte-  
ter Kaltmassivumformwerkzeuge  
LFT, 164 Seiten, 55 Bilder, 11 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-393-1.

Band 271: Matthäus Brela  
Untersuchung von Magnetfeld-Messme-  
thoden zur ganzheitlichen Wertschöp-  
fungsoptimierung und Fehlerdetektion  
an magnetischen Aktoren  
FAPS, 170 Seiten, 97 Bilder, 4 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-394-8.

Band 272: Michael Wieland  
Entwicklung einer Methode zur Prognose  
adhäsiven Verschleißes an Werkzeugen  
für das direkte Presshärten  
LFT, 156 Seiten, 84 Bilder, 9 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-395-5.

Band 273: René Schramm  
Strukturierte additive Metallisierung  
durch kaltaktives  
Atmosphärendruckplasma  
FAPS, 136 Seiten, 62 Bilder, 15 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-396-2.

Band 274: Michael Lechner  
Herstellung beanspruchungsangepasster  
Aluminiumblechhalbzeuge durch  
eine maßgeschneiderte Variation der  
Abkühlgeschwindigkeit nach  
Lösungsglühen  
LFT, 136 Seiten, 62 Bilder, 15 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-397-9.

Band 275: Kolja Andreas  
Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit  
auf das Werkzeugeinsatzverhalten beim  
Kaltfließpressen  
LFT, 169 Seiten, 76 Bilder, 4 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-398-6.

Band 276: Marcus Baum  
Laser Consolidation of ITO Nanoparticles  
for the Generation of Thin Conductive  
Layers on Transparent Substrates  
LPT, 158 Seiten, 75 Bilder, 3 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-399-3.

Band 277: Thomas Schneider  
Umformtechnische Herstellung  
dünnwandiger Funktionsbauteile  
aus Feinblech durch Verfahren der  
Blechmassivumformung  
LFT, 188 Seiten, 95 Bilder, 7 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-401-3.

Band 278: Jochen Merhof  
Sematische Modellierung automatisierter  
Produktionssysteme zur Verbesserung  
der IT-Integration zwischen Anlagen-  
Engineering und Steuerungsebene  
FAPS, 157 Seiten, 88 Bilder, 8 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-402-0.

Band 279: Fabian Zöller  
Erarbeitung von Grundlagen zur  
Abbildung des tribologischen Systems  
in der Umformsimulation  
LFT, 126 Seiten, 51 Bilder, 3 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-403-7.

Band 280: Christian Hezler  
Einsatz technologischer Versuche zur  
Erweiterung der Versagensvorhersage  
bei Karosseriebauteilen aus höchstfesten  
Stählen  
LFT, 147 Seiten, 63 Bilder, 44 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-404-4.

Band 281: Jochen Böning  
Integration des Systemverhaltens von  
Automobil-Hochvoltleitungen in die  
virtuelle Absicherung durch  
strukturmechanische Simulation  
FAPS, 177 Seiten, 107 Bilder, 17 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-405-1.

Band 282: Johannes Kohl  
Automatisierte Datenerfassung für  
diskret ereignisorientierte Simulationen  
in der energieflexiblen Fabrik  
FAPS, 160 Seiten, 80 Bilder, 27 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-406-8.

Band 283: Peter Bechtold  
Mikroschockwellenumformung mittels  
ultrakurzer Laserpulse  
LPT, 155 Seiten, 59 Bilder, 10 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-407-5.

Band 284: Stefan Berger  
Laserstrahlschweißen thermoplastischer  
Kohlenstofffaserverbundwerkstoffe mit  
spezifischem Zusatzdraht  
LPT, 118 Seiten, 68 Bilder, 9 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-408-2.

Band 285: Martin Bornschlegl  
Methods-Energy Measurement - Eine  
Methode zur Energieplanung für  
Fügeverfahren im Karosseriebau  
FAPS, 136 Seiten, 72 Bilder, 46 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-409-9.

Band 286: Tobias Rackow  
Erweiterung des Unternehmenscontrol-  
lings um die Dimension Energie  
FAPS, 164 Seiten, 82 Bilder, 29 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-410-5.

Band 287: Johannes Koch  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Herstellung zyklisch-symmetrischer  
Bauteile mit Nebenformelementen durch  
Blechmassivumformung  
LFT, 125 Seiten, 49 Bilder, 17 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-411-2.

Band 288: Hans Ulrich Vierzigmann  
Beitrag zur Untersuchung der  
tribologischen Bedingungen in der  
Blechmassivumformung - Bereitstellung  
von tribologischen Modellversuchen und  
Realisierung von Tailored Surfaces  
LFT, 174 Seiten, 102 Bilder, 34 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-412-9.

Band 289: Thomas Senner  
Methodik zur virtuellen Absicherung  
der formgebenden Operation des  
Nasspressprozesses von  
Gelege-Mehrschichtverbunden  
LFT, 156 Seiten, 96 Bilder, 21 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-414-3.

Band 290: Sven Kreitlein  
Der grundoperationsspezifische  
Mindestenergiebedarf als Referenzwert  
zur Bewertung der Energieeffizienz in  
der Produktion  
FAPS, 185 Seiten, 64 Bilder, 30 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-415-0.

Band 291: Christian Roos  
Remote-Laserstrahlschweißen verzinkter  
Stahlbleche in Kehlnahtgeometrie  
LPT, 123 Seiten, 52 Bilder, 0 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-416-7.

Band 292: Alexander Kahrmanidis  
Thermisch unterstützte Umformung von  
Aluminiumblechen  
LFT, 165 Seiten, 103 Bilder, 18 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-417-4.

Band 293: Jan Tremel  
Flexible Systems for Permanent  
Magnet Assembly and Magnetic Rotor  
Measurement / Flexible Systeme zur  
Montage von Permanentmagneten und  
zur Messung magnetischer Rotoren  
FAPS, 152 Seiten, 91 Bilder, 12 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-419-8.

Band 294: Ioannis Tsoupis  
Schädigungs- und Versagensverhalten  
hochfester Leichtbauwerkstoffe unter  
Biegebeanspruchung  
LFT, 176 Seiten, 51 Bilder, 6 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-420-4.

Band 295: Sven Hildering  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Prozessverhalten von Silizium als  
Werkzeugwerkstoff für das  
Mikroscherschneiden metallischer Folien  
LFT, 177 Seiten, 74 Bilder, 17 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-422-8.

Band 296: Sasia Mareike Hertweck  
Zeitliche Pulsformung in der  
Lasermikromaterialbearbeitung –  
Grundlegende Untersuchungen und  
Anwendungen  
LPT, 146 Seiten, 67 Bilder, 5 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-423-5.

Band 297: Paryanto  
Mechatronic Simulation Approach for  
the Process Planning of Energy-Efficient  
Handling Systems  
FAPS, 162 Seiten, 86 Bilder, 13 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-424-2.

Band 298: Peer Stenzel  
Großorientaugliche Nadelwickeltechnik  
für verteilte Wicklungen im  
Anwendungsfall der E-Traktionsantriebe  
FAPS, 239 Seiten, 147 Bilder, 20 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-425-9.

Band 299: Mario Lušić  
Ein Vorgehensmodell zur Erstellung  
montageführender Werkerinformations-  
systeme simultan zum  
Produktentstehungsprozess  
FAPS, 174 Seiten, 79 Bilder, 22 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-426-6.

Band 300: Arnd Buschhaus  
Hochpräzise adaptive Steuerung und  
Regelung robotergeführter Prozesse  
FAPS, 202 Seiten, 96 Bilder, 4 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-427-3.

Band 301: Tobias Laumer  
Erzeugung von thermoplastischen  
Werkstoffverbunden mittels simultanem,  
intensitätsselektivem  
Laserstrahlschmelzen  
LPT, 140 Seiten, 82 Bilder, 0 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-428-0.

Band 302: Nora Unger  
Untersuchung einer thermisch unter-  
stützten Fertigungskette zur Herstellung  
umgeformter Bauteile aus der höherfes-  
ten Aluminiumlegierung EN AW-7020  
LFT, 142 Seiten, 53 Bilder, 8 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-429-7.

Band 303: Tommaso Stellin  
Design of Manufacturing Processes for  
the Cold Bulk Forming of Small Metal  
Components from Metal Strip  
LFT, 146 Seiten, 67 Bilder, 7 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-430-3.

Band 304: Bassim Bachy  
Experimental Investigation, Modeling,  
Simulation and Optimization of Molded  
Interconnect Devices (MID) Based on  
Laser Direct Structuring (LDS) / Experi-  
mentelle Untersuchung, Modellierung,  
Simulation und Optimierung von Molded  
Interconnect Devices (MID) basierend  
auf Laser Direktstrukturierung (LDS)  
FAPS, 168 Seiten, 120 Bilder, 26 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-431-0.

Band 305: Michael Spahr  
Automatisierte Kontaktierungsverfahren  
für flachleiterbasierte  
Pkw-Bordnetzsysteme  
FAPS, 197 Seiten, 98 Bilder, 17 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-432-7.

Band 306: Sebastian Suttner  
Charakterisierung und Modellierung  
des spannungszustandsabhängigen  
Werkstoffverhaltens der Magnesium-  
legierung AZ31B für die numerische  
Prozessauslegung  
LFT, 150 Seiten, 84 Bilder, 19 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-433-4.

Band 307: Bhargav Potdar  
A reliable methodology to deduce  
thermo-mechanical flow behaviour of  
hot stamping steels  
LFT, 203 Seiten, 98 Bilder, 27 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-436-5.

Band 308: Maria Löffler  
Steuerung von Blechmassivumformpro-  
zessen durch maßgeschneiderte  
tribologische Systeme  
LFT, viii u. 166 Seiten, 90 Bilder, 5 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-133-1.

Band 309: Martin Müller  
Untersuchung des kombinierten Trenn-  
und Umformprozesses beim Fügen art-  
ungleicher Werkstoffe mittels  
Schneidclinchverfahren  
LFT, xi u. 149 Seiten, 89 Bilder, 6 Tab.  
2018. ISBN: 978-3-96147-135-5.

Band 310: Christopher Kästle  
Qualifizierung der Kupfer-Drahtbond-  
technologie für integrierte Leistungs-  
module in harschen Umgebungs-  
bedingungen  
FAPS, xii u. 167 Seiten, 70 Bilder, 18 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-145-4.

Band 311: Daniel Vipavc  
Eine Simulationsmethode für das  
3-Rollen-Schubbiegen  
LFT, xiii u. 121 Seiten, 56 Bilder, 17 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-147-8.

Band 312: Christina Ramer  
Arbeitsraumüberwachung und autonome  
Bahnplanung für ein sicheres und  
flexibles Roboter-Assistenzsystem  
in der Fertigung  
FAPS, xiv u. 188 Seiten, 57 Bilder, 9 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-153-9.

Band 313: Miriam Rauer  
Der Einfluss von Poren auf die  
Zuverlässigkeit der Lötverbindungen  
von Hochleistungs-Leuchtdioden  
FAPS, xii u. 209 Seiten, 108 Bilder, 21 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-157-7.

Band 314: Felix Tenner

Kamerabasierte Untersuchungen der Schmelze und Gasströmungen beim Laserstrahlschweißen verzinkter Stahlbleche

LPT, xxiii u. 184 Seiten, 94 Bilder, 7 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-160-7.

Band 315: Aarief Syed-Khaja

Diffusion Soldering for High-temperature Packaging of Power Electronics

FAPS, x u. 202 Seiten, 144 Bilder, 32 Tab.  
2018. ISBN 978-3-87525-162-1.

Band 316: Adam Schaub

Grundlagenwissenschaftliche Untersuchung der kombinierten Prozesskette aus Umformen und Additive Fertigung

LFT, xi u. 192 Seiten, 72 Bilder, 27 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-166-9.

Band 317: Daniel Gröbel

Herstellung von Nebenformelementen unterschiedlicher Geometrie an Blechen mittels Fließpressverfahren der Blechmassivumformung

LFT, x u. 165 Seiten, 96 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-168-3.

Band 318: Philipp Hildenbrand

Entwicklung einer Methodik zur Herstellung von Tailored Blanks mit definierten Halbzeugeigenschaften durch einen Taumelprozess

LFT, ix u. 153 Seiten, 77 Bilder, 4 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-174-4.

Band 319: Tobias Konrad

Simulative Auslegung der Spann- und Fixierkonzepte im Karosserierohbau: Bewertung der Baugruppenmaßhaltigkeit unter Berücksichtigung schwankender Einflussgrößen

LFT, x u. 203 Seiten, 134 Bilder, 32 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-176-8.

Band 320: David Meinel

Architektur applikationsspezifischer Multi-Physics-Simulationskonfiguratoren am Beispiel modularer Triebzüge

FAPS, xii u. 166 Seiten, 82 Bilder, 25 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-184-3.

Band 321: Andrea Zimmermann

Grundlegende Untersuchungen zum Einfluss fertigungsbedingter Eigenschaften auf die Ermüdungsfestigkeit kaltmassivumgeformter Bauteile

LFT, ix u. 160 Seiten, 66 Bilder, 5 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-190-4.

Band 322: Christoph Amann

Simulative Prognose der Geometrie nassgepresster Karosseriebauteile aus Gelege-Mehrschichtverbunden

LFT, xvi u. 169 Seiten, 80 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-194-2.

Band 323: Jennifer Tenner

Realisierung schmierstofffreier Tiefziehprozesse durch maßgeschneiderte Werkzeuoberflächen

LFT, x u. 187 Seiten, 68 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-196-6.

Band 324: Susan Zöller

Mapping Individual Subjective Values to Product Design

KTmfk, xi u. 223 Seiten, 81 Bilder, 25 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-202-4.

Band 325: Stefan Lutz  
Erarbeitung einer Methodik zur  
semiempirischen Ermittlung der  
Umwandlungskinetik durchhärtender  
Wälzlagerstähle für die Wärme-  
behandlungssimulation  
LFT, xiv u. 189 Seiten, 75 Bilder, 32 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-209-3.

Band 326: Tobias Gnihl  
Modellbasierte Prozesskettenabbildung  
rührreibgeschweißter Aluminium-  
halbzeuge zur umformtechnischen  
Herstellung höchstfester Leichtbau-  
strukturteile  
LFT, xii u. 167 Seiten, 68 Bilder, 17 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-217-8.

Band 327: Johannes Bürner  
Technisch-wirtschaftliche Optionen zur  
Lastflexibilisierung durch intelligente  
elektrische Wärmespeicher  
FAPS, xiv u. 233 Seiten, 89 Bilder, 27 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-219-2.

Band 328: Wolfgang Böhm  
Verbesserung des Umformverhaltens von  
mehrlagigen Aluminiumblechwerk-  
stoffen mit ultrafeinkörnigem Gefüge  
LFT, ix u. 160 Seiten, 88 Bilder, 14 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-227-7.

Band 329: Stefan Landkammer  
Grundsatzuntersuchungen, mathemati-  
sche Modellierung und Ableitung einer  
Auslegungsmethodik für Gelenkantriebe  
nach dem Spinnenbeinprinzip  
LFT, xii u. 200 Seiten, 83 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-229-1.

Band 330: Stephan Rapp  
Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung  
transienter optischer Materialeigen-  
schaften bei der Ultrakurzpuls-Laser-  
materialbearbeitung  
LPT, xi u. 143 Seiten, 49 Bilder, 2 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-235-2.

Band 331: Michael Scholz  
Intralogistics Execution System mit  
integrierten autonomen, servicebasierten  
Transportentitäten  
FAPS, xi u. 195 Seiten, 55 Bilder, 11 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-237-6.

Band 332: Eva Bogner  
Strategien der Produktindividualisierung  
in der produzierenden Industrie im Kon-  
text der Digitalisierung  
FAPS, ix u. 201 Seiten, 55 Bilder, 28 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-246-8.

Band 333: Daniel Benjamin Krüger  
Ein Ansatz zur CAD-integrierten  
muskuloskeletalen Analyse der Mensch-  
Maschine-Interaktion  
KTmfk, x u. 217 Seiten, 102 Bilder, 7 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-250-5.

Band 334: Thomas Kuhn  
Qualität und Zuverlässigkeit laserdirekt-  
strukturierter mechatronisch integrierter  
Baugruppen (LDS-MID)  
FAPS, ix u. 152 Seiten, 69 Bilder, 12 Tab.  
2019. ISBN: 978-3-96147-252-9.

Band 335: Hans Fleischmann  
Modellbasierte Zustands- und Prozess-  
überwachung auf Basis sozio-cyber-phy-  
sischer Systeme  
FAPS, xi u. 214 Seiten, 111 Bilder, 18 Tab.  
2019. ISBN: 978-3-96147-256-7.

Band 336: Markus Michalski  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Prozess- und Werkstoffverhalten bei  
schwingungsüberlagerter Umformung  
LFT, xii u. 197 Seiten, 93 Bilder, 11 Tab.  
2019. ISBN: 978-3-96147-270-3.

Band 337: Markus Brandmeier  
Ganzheitliches ontologiebasiertes  
Wissensmanagement im Umfeld der  
industriellen Produktion  
FAPS, xi u. 255 Seiten, 77 Bilder, 33 Tab.  
2020. ISBN: 978-3-96147-275-8.

Band 338: Stephan Purr  
Datenerfassung für die Anwendung  
lernender Algorithmen bei der Herstel-  
lung von Blechformteilen  
LFT, ix u. 165 Seiten, 48 Bilder, 4 Tab.  
2020. ISBN: 978-3-96147-281-9.

Band 339: Christoph Kiener  
Kaltfließpressen von gerad- und schräg-  
verzahnten Zahnrädern  
LFT, viii u. 151 Seiten, 81 Bilder, 3 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-287-1.

Band 340: Simon Spreng  
Numerische, analytische und empirische  
Modellierung des Heißscrimpprozesses  
FAPS, xix u. 204 Seiten, 91 Bilder, 27 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-293-2.

Band 341: Patrik Schwingenschlögl  
Erarbeitung eines Prozessverständnisses  
zur Verbesserung der tribologischen  
Bedingungen beim Presshärten  
LFT, x u. 177 Seiten, 81 Bilder, 8 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-297-0.

Band 342: Emanuela Affronti  
Evaluation of failure behaviour  
of sheet metals  
LFT, ix u. 136 Seiten, 57 Bilder, 20 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-303-8.

Band 343: Julia Degner  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Herstellung hochfester Aluminiumblech-  
bauteile in einem kombinierten Umform-  
und Abschreckprozess  
LFT, x u. 172 Seiten, 61 Bilder, 9 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-307-6.

Band 344: Maximilian Wagner  
Automatische Bahnplanung für die Auf-  
teilung von Prozessbewegungen in syn-  
chrone Werkstück- und Werkzeugbewe-  
gungen mittels Multi-Roboter-Systemen  
FAPS, xxi u. 181 Seiten, 111 Bilder, 15 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-309-0.

Band 345: Stefan Härter  
Qualifizierung des Montageprozesses  
hochminiaturisierter elektronischer Bau-  
elemente  
FAPS, ix u. 194 Seiten, 97 Bilder, 28 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-314-4.

Band 346: Toni Donhauser  
Ressourcenorientierte Auftragsregelung  
in einer hybriden Produktion mittels  
betriebsbegleitender Simulation  
FAPS, xix u. 242 Seiten, 97 Bilder, 17 Tab.  
2020. ISBN 978-3-96147-316-8.

Band 347: Philipp Amend  
Laserbasiertes Schmelzkleben von Thermoplasten mit Metallen  
LPT, xv u. 154 Seiten, 67 Bilder.  
2020. ISBN 978-3-96147-326-7.

Band 348: Matthias Ehlert  
Simulationsunterstützte funktionale Grenzlagenabsicherung  
KTmfk, xvi u. 300 Seiten, 101 Bilder, 73 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-328-1.

Band 349: Thomas Sander  
Ein Beitrag zur Charakterisierung und Auslegung des Verbundes von Kunststoffsubstraten mit harten Dünnschichten  
KTmfk, xiv u. 178 Seiten, 88 Bilder, 21 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-330-4.

Band 350: Florian Pilz  
Fließpressen von Verzahnungselementen an Blechen  
LFT, x u. 170 Seiten, 103 Bilder, 4 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-332-8.

Band 351: Sebastian Josef Katona  
Evaluation und Aufbereitung von Produktsimulationen mittels abweichungsbehafteter Geometriemodelle  
KTmfk, ix u. 147 Seiten, 73 Bilder, 11 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-336-6.

Band 352: Jürgen Herrmann  
Kumulatives Walzplattieren. Bewertung der Umformeigenschaften mehrlagiger Blechwerkstoffe der ausscheidungshärtbaren Legierung AA6014  
LFT, x u. 157 Seiten, 64 Bilder, 5 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-344-1.

Band 353: Christof Küstner  
Assistenzsystem zur Unterstützung der datengetriebenen Produktentwicklung  
KTmfk, xii u. 219 Seiten, 63 Bilder, 14 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-348-9.

Band 354: Tobias Gläßel  
Prozessketten zum Laserstrahlschweißen von flachleiterbasierten Formspulenumwicklungen für automobiler Traktionsantriebe  
FAPS, xiv u. 206 Seiten, 89 Bilder, 11 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-356-4.

Band 355: Andreas Meinel  
Experimentelle Untersuchung der Auswirkungen von Axialschwingungen auf Reibung und Verschleiß in Zylinderrollenlagern  
KTmfk, xii u. 162 Seiten, 56 Bilder, 7 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-358-8.

Band 356: Hannah Riedle  
Haptische, generische Modelle weicher anatomischer Strukturen für die chirurgische Simulation  
FAPS, xxx u. 179 Seiten, 82 Bilder, 35 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-367-0.

Band 357: Maximilian Landgraf  
Leistungselektronik für den Einsatz dielektrischer Elastomere in aktorischen, sensorischen und integrierten sensomotorischen Systemen  
FAPS, xxiii u. 166 Seiten, 71 Bilder, 10 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-380-9.

Band 358: Alireza Esfandiyari  
Multi-Objective Process Optimization for Overpressure Reflow Soldering in Electronics Production  
FAPS, xviii u. 175 Seiten, 57 Bilder, 23 Tab. 2020. ISBN 978-3-96147-382-3.

Band 359: Christian Sand  
Prozessübergreifende Analyse komplexer  
Montageprozessketten mittels  
Data Mining  
FAPS, XV u. 168 Seiten, 61 Bilder, 12 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-398-4.

Band 360: Ralf Merkl  
Closed-Loop Control of a Storage-Sup-  
ported Hybrid Compensation System for  
Improving the Power Quality in Medium  
Voltage Networks  
FAPS, xxvii u. 200 Seiten, 102 Bilder, 2  
Tab. 2021. ISBN 978-3-96147-402-8.

Band 361: Thomas Reitberger  
Additive Fertigung polymerer optischer  
Wellenleiter im Aerosol-Jet-Verfahren  
FAPS, xix u. 141 Seiten, 65 Bilder, 11 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-400-4.

Band 362: Marius Christian Fechter  
Modellierung von Vorentwürfen in der  
virtuellen Realität mit natürlicher  
Fingerinteraktion  
KTmfk, x u. 188 Seiten, 67 Bilder, 19 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-404-2.

Band 363: Franziska Neubauer  
Oberflächenmodifizierung und Entwick-  
lung einer Auswertemethodik zur Ver-  
schleißcharakterisierung im Presshär-  
teprozess  
LFT, ix u. 177 Seiten, 42 Bilder, 6 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-406-6.

Band 364: Eike Wolfram Schäffer  
Web- und wissensbasierter Engineering-  
Konfigurator für roboterzentrierte Auto-  
matisierungslösungen  
FAPS, xxiv u. 195 Seiten, 108 Bilder, 25  
Tab. 2021. ISBN 978-3-96147-410-3.

Band 365: Daniel Gross  
Untersuchungen zur kohlenstoffdioxid-  
basierten kryogenen Minimalmengen-  
schmierung  
REP, xii u. 184 Seiten, 56 Bilder, 18 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-412-7.

Band 366: Daniel Junker  
Qualifizierung laser-additiv gefertigter  
Komponenten für den Einsatz im Werk-  
zeugbau der Massivumformung  
LFT, vii u. 142 Seiten, 62 Bilder, 5 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-416-5.

Band 367: Tallal Javied  
Totally Integrated Ecology Management  
for Resource Efficient and Eco-Friendly  
Production  
FAPS, xv u. 160 Seiten, 60 Bilder, 13 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-418-9.

Band 368: David Marco Hochrein  
Wälzlager im Beschleunigungsfeld – Eine  
Analysestrategie zur Bestimmung des  
Reibungs-, Axialschub- und Temperatur-  
verhaltens von Nadelkränzen –  
KTmfk, xiii u. 279 Seiten, 108 Bilder,  
39 Tab. 2021. ISBN 978-3-96147-420-2.

Band 369: Daniel Gräf  
Funktionalisierung technischer Oberflächen mittels prozessüberwachter aerosolbasierter Drucktechnologie  
FAPS, xxii u. 175 Seiten, 97 Bilder, 6 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-433-2.

Band 370: Andreas Gröschl  
Hochfrequent fokusabstandsmodulierte Konfokalsensoren für die Nanokoordinatenmesstechnik  
FMT, x u. 144 Seiten, 98 Bilder, 6 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-435-6.

Band 371: Johann Tüchsen  
Konzeption, Entwicklung und Einführung des Assistenzsystems D-DAS für die Produktentwicklung elektrischer Motoren  
KTmfk, xii u. 178 Seiten, 92 Bilder, 12 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-437-0.

Band 372: Max Marian  
Numerische Auslegung von Oberflächenmikrostrukturen für geschmierte tribologische Kontakte  
KTmfk, xviii u. 276 Seiten, 85 Bilder, 45 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-439-4.

Band 373: Johannes Strauß  
Die akustooptische Strahlformung in der Lasermaterialbearbeitung  
LPT, xvi u. 113 Seiten, 48 Bilder.  
2021. ISBN 978-3-96147-441-7.

Band 374: Martin Hohmann  
Machine learning and hyper spectral imaging: Multi Spectral Endoscopy in the Gastro Intestinal Tract towards Hyper Spectral Endoscopy  
LPT, x u. 137 Seiten, 62 Bilder, 29 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-445-5.

Band 375: Timo Kordaß  
Lasergestütztes Verfahren zur selektiven Metallisierung von epoxidharzbasierten Duromeren zur Steigerung der Integrationsdichte für dreidimensionale mechanische Package-Baugruppen  
FAPS, xviii u. 198 Seiten, 92 Bilder, 24 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-443-1.

Band 376: Philipp Kestel  
Assistenzsystem für den wissensbasierten Aufbau konstruktionsbegleitender Finite-Elemente-Analysen  
KTmfk, xviii u. 209 Seiten, 57 Bilder, 17 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-457-8.

Band 377: Martin Lerchen  
Messverfahren für die pulverbettbasierte additive Fertigung zur Sicherstellung der Konformität mit geometrischen Produktspezifikationen  
FMT, x u. 150 Seiten, 60 Bilder, 9 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-463-9.

Band 378: Michael Schneider  
Inline-Prüfung der Permeabilität in weichmagnetischen Komponenten  
FAPS, xxii u. 189 Seiten, 79 Bilder, 14 Tab.  
2021. ISBN 978-3-96147-465-3.

Band 379: Tobias Sprügel

Sphärische Detektorflächen als Unterstützung der Produktentwicklung zur Datenanalyse im Rahmen des Digital Engineering

KTmfk, xiii u. 213 Seiten, 84 Bilder, 33 Tab. 2021. ISBN 978-3-96147-475-2.

Band 380: Tom Häfner

Multipulseffekte beim Mikro-Materialabtrag von Stahllegierungen mit Pikosekunden-Laserpulsen

LPT, xxviii u. 159 Seiten, 57 Bilder, 13 Tab. 2021. ISBN 978-3-96147-479-0.

## Abstract

In the present thesis, a model-based method is presented to increase ablation efficiency of picosecond pulsed laser structuring. This method considers multi-pulse effects during laser-based micro structuring and the usage of flat-top beam shaping. For material removal of steel alloys, reasons and effects of pulse number depending ablation behavior - called incubation - were investigated. The analyzed reduced reflectivity of the substrate surface, which was already processed, represents one reason for decreasing ablation threshold at higher number of laser pulses. The energy penetration depth, which decreases with increasing number of pulses, affects incubation to the same extent. Digital holographic beam shaping by means of a liquid-crystal-on-silicon based spatial light modulator was investigated, aiming at the flexible adaption of the spatial intensity distribution. It has been shown, that the shaped homogeneous flat-top profile can be simulated when aberrations of the optical setup are considered and the range of spatial frequencies during beam shaping is enlarged. The geometry of the generated micro features was calculated by the presented model, which is based on the simulation of the intensity profile and the analyzed multi-pulse effects. For this purpose, pulse number depending variation and saturation of the ablation threshold as well as the energy penetration depth were implemented within the model.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zur modellbasierten Steigerung der Abtragseffizienz vorgestellt, die auf der Kenntnis von Multipulseffekten bei der Laserstrukturierung basiert und die Strahlformung von Flat-Top-Profilen nutzt. Die Ursachen und Auswirkungen von Multipulseffekten der Inkubation, d. h. der Pulszahlabhängigkeit des Abtragsverhaltens, wurden für den Mikro-Materialabtrag von Stählen untersucht. Die gemessene Abnahme der pulszahlabhängigen Reflektivität der strukturierten Substratoberfläche wurde als eine Ursache der mit steigender Pulszahl sinkenden Abtragsschwellfluenz identifiziert. Als zweite Ursache beeinflusst die mit steigender Pulszahl sinkende Energieeindringtiefe die Inkubation. Mit dem Ziel der flexiblen Erzeugung der räumlichen Intensitätsverteilung wurde die digitale holografische Strahlformung mittels eines Flüssigkristall-basierten räumlichen Lichtmodulators untersucht. Die erzeugten Flat-Top-Strahlprofile können unter Berücksichtigung der systembedingten Aberrationen und der Vergrößerung des Frequenzbereichs simuliert werden. Basierend auf der Simulation des Strahlprofils und der Kenntnis der Auswirkung der Multipulseffekte auf den Materialabtrag wurde die Strukturgeometrie als Abtragsergebnis modelliert. Dafür wurden erstmalig die pulszahlabhängige Schwellfluenz und Eindringtiefe einschließlich ihres Sättigungsverhaltens als experimentell ermittelte Materialparameter berücksichtigt.

