

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

C. Föhl
Einsatz ultrakurz gepulster Laser-
strahlung zum Präzisionsbohren
von Metallen

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen

von Dr.-Ing. Christian Föhl
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

Als Dissertation genehmigt
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Apl. Prof. Dr. rer. nat. habil. F. Dausinger
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. H. Kück

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2011

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2011

ISBN 978-3-8316-4120-8

Printed in EC

Herbert Utz Verlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Liste der Symbole und Abkürzungen	9
Kurzfassung der Arbeit	13
Extended Abstract	15
1 Einleitung	19
2 Motivation und Zielsetzung	21
2.1 Laseranwendungen in der Mikrotechnik	21
2.2 Anforderungen an Präzisionsbohrungen	22
2.3 Problemstellung.....	24
2.4 Zielsetzung der Arbeit.....	25
3 Ausgangssituation und Grundlagen	27
3.1 Laserbohren	27
3.1.1 Grundprinzip des Laserbohrens.....	27
3.1.2 Verfahrensvarianten beim Laserstrahlbohren	29
3.1.3 Lasersysteme für das Bohren	31
3.2 Alternative Mikrobohrverfahren	32
3.2.1 Stanzen (Scherschneiden).....	32
3.2.2 Bohren mit Spiralbohrer.....	33
3.2.3 Ultraschallbohren	33
3.2.4 Elektrochemisches Bohren	34
3.2.5 Funkenerosives Bohren	34
3.2.6 Elektronenstrahlbohren	35
4 Physikalische und technologische Grundlagen	37
4.1 Erzeugung ultrakurzer Pulse	37
4.2 Prinzipieller Aufbau eines UltrakurzpulsLasers für die Materialbearbeitung.....	39

4.3	Wechselwirkung mit Metallen.....	43
4.3.1	Energieeinkopplung.....	43
4.3.2	Absorption in Abhängigkeit der Polarisation.....	44
4.3.3	Zeitlicher Verlauf der Energieeinkopplung.....	46
4.4	Wechselwirkung mit der Atmosphäre.....	48
4.4.1	Laserinduzierte Plasmen.....	48
4.4.2	Luftdurchbruch und Conical Emission.....	50
4.4.3	Einfluss von Stoßwellen und Materialdampf.....	51
4.5	Wechselwirkungsphasen beim Laserbohren.....	53
5	Versuchseinrichtung / systemtechnische Aspekte	58
5.1	Anlagentechnik.....	58
5.1.1	Positioniersysteme.....	59
5.1.2	Erzeugung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück.....	60
5.1.2.1	Spiegelscanner.....	61
5.1.2.2	Wendelbohroptik.....	63
5.2	Strahlquellen.....	67
5.3	Strahlführung und Formung.....	71
6	Trepanieroptik	74
6.1	Ausbaustufe II der Trepanieroptik.....	74
6.1.1	Ausgangssituation und Zielsetzung der Entwicklung.....	74
6.1.2	Konstruktive Umsetzung.....	76
6.1.3	Optiksteuerung.....	79
6.2	Vollautomatisierte Trepanieroptik.....	79
7	Versuchsdurchführung und -auswertung	84
7.1	Charakterisierung des Laserstrahls.....	84
7.1.1	Bestimmung der Pulsdauer.....	84
7.1.2	Bestimmung der Strahlqualität.....	86
7.2	Bestimmung von Fokuslage und Fokusbereich.....	87
7.3	Bewertungskriterien zur Beurteilung von Bohrungen.....	89
8	Experimentelle Untersuchungen	92
8.1	Grundlegende Betrachtungen beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen.....	92

8.2	Bohrungseffizienz und -qualität im Kontext der Pulsdauer.....	99
8.2.1	Einfluss von Pulsdauer und Energiedichte.....	100
8.2.2	Optimale Pulsdauer für das Präzisionsbohren von Metallen	105
8.3	Polarisationseffekte	107
8.4	Bohren mit Anstellwinkeln	111
8.5	Einflüsse auf die Prozesseffizienz.....	114
8.5.1	Repetitionsrate.....	115
8.5.2	Umgebungsdruck.....	120
8.6	Qualitätsverbessernde Maßnahmen.....	126
9	Zusammenfassung und Ausblick	128
	Literatur- und Quellenverzeichnis	131

Liste der Symbole und Abkürzungen

Lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Dimension
A	Absorptionsgrad	-
CpK	Prozessfähigkeitsindex	-
c	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts	m/s
D	Durchmesser des Laserstrahls auf der Optik	m
d	Strahldurchmesser	m
d_A	Austrittsdurchmesser	m
d_B	Bohrungsdurchmesser	m
d_E	Eintrittsdurchmesser	m
d_W	Wendeldurchmesser	m
d^*	Näpfchendurchmesser	m
d_0	Strahldurchmesser	m
E_0	Leistungsdichte auf der optischen Achse	W/m ²
E_{th}	Schwelleistungsdichte	W/m ²
F	Kennzahl für die Fokussierung	-
f	Brennweite	m
f_W	Wendelfrequenz	s ⁻¹

h	Grathöhe	m
H	Energiedichte	J/m ²
I	Intensität	W/m ²
I_{Streu}	Intensitätsverlust durch Streuung	W/m ²
K	Strahlpropagationsfaktor	-
K	Strahlqualitätszahl	-
K	Absorptionsindex	-
L	Länge des Resonators	m
l_α	Absorptionslänge	m
M^2	Beugungsmaßzahl	-
m_A	Steigung der Ausgleichsgeraden	-
N	Brechungsindex	-
Q_P	Pulsenergie	J
Q_{th}	Schwellpulsenergie	J
R	Reflektionsgrad	-
r_W	Wendelradius	m
R	Fokusradius	m
r'	Rundheitsabweichung	m
r^*	Näpfchenradius	m
S	Probendicke	m
s'	Breite der Abtragsfront	m
Δs	Kanteneinzug	m

t'	Konizität	-
V	Volumen	m^3
w_{fM}	Fokusradius eines realen Laserstrahls	m
z_R	Rayleighlänge	m

Griechische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Dimension
α	Absorptionskoeffizient	-
$\delta\nu$	Modenabstand	s^{-1}
Δ	Keilplattenabstand	m
Φ	Verdrehwinkel	grad
γ	Anstellwinkel	grad
θ	Divergenzwinkel	Rad
κ	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
λ	Wellenlänge	m
$\Delta\nu$	Bandbreite des Emissionspektrums	s^{-1}
π	Kreiszahl (3,14159)	-
τ_H	Pulsdauer	s
τ_{ep}	Elektron-Phonon-Relaxationszeit	s
ω	Rotationsfrequenz	s^{-1}

Abkürzungen und Indices

Abkürzung Erläuterung

AOM	Akustooptischer Modulator
CCD	Charge-coupled Device (Lichtempfindlicher Sensor)
CE	Konische Emission (Conical Emission)
CPA	Chirped Pulse Amplification (Verstärkung gechirpter Pulse)
ECM	Elektrochemisches Bohren
EDM	Funkerosives Bohren
EOM	Elektrooptischer Modulator
GVD	Gruppengeschwindigkeitsdispersion
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart
LAM	Laseraktives Medium
LSA	Laserinduzierte Absorptionswelle
LSC	Laserinduzierte Verbrennungswelle
LCD	Flüssigkristallbildschirm (Liquid crystal display)
LSD	Laserinduzierte Detonationswelle
Nd:YAG	Mit Neodym dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall
Nd:YVO ₄	Mit Neodym dotierter Yttrium-Orthovanadat-Kristall
TEM ₀₀	Gaußscher Grundmode
UKP	Ultrakurpuls

Kurzfassung der Arbeit

Eine Vielzahl industrieller Anwendungen, wie zum Beispiel in der Automobil- oder Textilindustrie, erfordern hochpräzise Mikrobohrungen in Metallen. Insbesondere im Bereich der Dieseleinspritztechnik werden immer kleinere Durchmesser mit zum Teil speziellen Lochformen gefordert, um künftige Abgasnormen erfüllen zu können. Konventionelle Verfahren wie das Funkenerodieren sind nicht in der Lage, diese hochgesteckten Ziele zufrieden stellend zu erfüllen, so dass sich hier der Laser als flexibles Werkzeug mehr und mehr durchsetzt.

Beim Bohren mit Laserstrahlung mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich wird die Präzision und Effizienz des Abtragsprozesses maßgeblich vom Ausmaß der dabei entstehenden Schmelze bestimmt. Ein hoher Schmelzenanteil ermöglicht durch den gegenüber dem Verdampfen geringeren spezifischen Energiebedarf eine hohe Prozessgeschwindigkeit. Die dabei unvermeidbaren Ablagerungen unvollständig ausgetriebener Schmelze wirken sich bei Anwendungen mit hohen Präzisionsanforderungen jedoch störend aus. Für hochpräzise Bohrungen ist daher im Allgemeinen ein Abtrag mit hoher Energie, der überwiegend in Dampfform erfolgt, von Interesse. Maßgeblichen Einfluss auf den Ablauf der thermischen Vorgänge hat dabei die Pulsdauer. Auf Grund der Abnahme der Schmelzfilmdicke mit abnehmender Pulsdauer erscheint der Einsatz ultrakurzer Pulse mit Pulsdauern im Piko- und Femtosekundenbereich als sehr viel versprechend.

Im Rahmen der Arbeit wurde gezeigt, dass eine alleinige Verkürzung der Pulsdauer für die Erzielung hochqualitativer Bohrungen jedoch nicht ausreichend ist. Auch hier muss von einem thermisch bestimmten Abtragsprozess ausgegangen werden, der, sofern nicht entsprechende Maßnahmen ergriffen werden, zu entsprechenden Anhäufungen von Schmelze führt. Weiterhin können nichtlineare Effekte wie laserinduzierte Plasmen zu einer Deformation der Laserstrahlung und damit zu einer Reduzierung der Präzision führen. In Hinblick auf die Minimierung der zuletzt genannten Effekte hat sich gezeigt, dass eine Reduktion der Pulsdauer in den Pikosekundenbereich ausreichend ist.

Durch eine Reduktion der Pulsenergie sowie dem Einsatz des so genannten Wendelbohrens wird der Bohrprozess gegenüber konventionellen Bohrtechniken wie dem

Trepanieren oder Perkussionsbohren in noch mehr Einzelschritte aufgelöst, wodurch eine Erhöhung der Genauigkeit möglich ist. Die hierfür eingesetzte Trepanieroptik wurde im Rahmen der Arbeit zu einer vollautomatischen Optik weiter entwickelt. Ferner konnte gezeigt werden, dass mit der Verwendung eines zur Rotationsachse gerichteten Anstellwinkels des Strahles beim Wendelbohren Bohrungen mit speziellen Geometrien, z. B. einer negativen Konizität, als auch Bohrungen bei höherer Prozesseffizienz ermöglicht werden.

Es wurde nachgewiesen, dass insbesondere beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung einen erheblichen Einfluss auf das Bohrresultat besitzt. Lineare Polarisation kann einerseits zu einer Riefenbildung in der Bohrlochwand, andererseits zur Deformationen des Bohrungsausstrittes führen. Zur Vermeidung dieser Effekte wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Konzept zur gezielten Einstellung und Mitführung der Polarisationsrichtung zur Bohrungswand entwickelt und erfolgreich getestet.

Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen ist es möglich qualitativ hochwertige Bohrungen in dünne Materialien oder durch den Einsatz sehr geringer Pulsenergien zu erzielen. Die bei geringen Pulsenergien jedoch unwirtschaftlichen Prozesszeiten lassen sich durch die Erhöhung der Repetitionsrate deutlich reduzieren. Eine weitere Steigerung der Prozesseffizienz wird durch die Verwendung einer neu entwickelten Unterdruckdüse ermöglicht.

Extended Abstract

In various industrial applications, for example in the automotive industry, the fabrication of micro-holes in metals is required. One application with the highest requirements is the production of fuel injection nozzles for diesel engines. More and more smaller holes with well defined geometries are required to reach a more efficient combustion and to reduce the pollutant emission to fulfill future environmental standards. The desired diameters of the holes are in the range between 40 and 150 μm at a thickness of up to 1 mm (aspect ratio 8 to 15). Furthermore the edges of the hole must be very sharp, the surfaces smooth and the holes should be free of recast to avoid post processing.

Conventional techniques such as electrical discharge machining (spark erosion) are not able to satisfactorily meet these ambitious aims. Hence, the laser as a flexible tool becomes more and more established in this field and nanosecond-laser technology is currently already in, or at the threshold of production. Femtosecond technology promises to get rid of precision defects occurring when using longer pulses.

Ablation with pulsed lasers is a process with high dynamic wherein the material is heated, molten and finally vaporized within a very short time. The achievable precision and efficiency of the process is mainly determined by the amount of the generated melt. A large melt fraction, because of the relative low specific energy which is needed compared to vaporization, allows a high processing speed. Thereby the main disadvantage is the inevitable formation of burr and recast that lowers the achievable precision and has to be removed in a further post processing. Hence, the ablation predominantly in form of metal vapour is of major interest for a high precision material removal.

The nature of the thermal processes is mainly determined by the pulse duration. Within this thesis it could be demonstrated that with decreasing pulse duration the melt production can be reduced but not entirely avoided. By shortening the pulse duration down to the femtosecond regime also nonlinear effects grow particularly strong for femtosecond pulses due to the interaction of ultra short laser radiation and the atmospheric gas in the laser focal region, which lead to wavefront disruption of the beam, to profile distortion and increased beam divergence. These nonlinear effects strongly decrease when the pulse duration is increased. In consequence of the extension of the

pulse duration there is only a marginal increase in melt formation. Using pulse durations of several picoseconds, higher energy densities can be applied to increase process efficiency during drilling without a loss in quality. From these considerations a pulse duration of around 5–10 ps appears to be optimal for micro-machining of metals.

The problem of recast and beam deformation described above can be solved if the energy density is reduced to a value only slightly above the ablation threshold of the material. In this case holes with sharp edges and smooth sidewalls can be produced that are obviously free of recast. However, this can only be achieved at a processing speed that is several times longer than in nanosecond drilling and far from being economically useful. For this reason processing techniques have to be found to overcome the quality problems occurring at high energy densities, or to rise efficiency at low fluence.

The hole quality can be enhanced using the helical drilling technique where the ablation front penetrates the workpiece on a helical path. The improvement in accuracy can be attributed partially to the imposition of a well-defined beam movement which determines the resulting hole profile rather than the sometimes distorted beam shape or the statistically influenced ablation process. Additionally, material expulsion becomes easier due to an ablation spot size that is small compared to the channel diameter. Therewith it is possible to produce holes with very good cylindricity and small burr.

Despite the helical drilling technique the process efficiency is quite low up to now. The main reason for that is that the repetition rate of commercially available ultrashort pulsed laser systems with high pulse energies that are suitable for deep drilling is limited to only a few kHz. With a prototype of a system with 50 kHz it could be shown that the process efficiency increases with higher repetition rates although the increase is not linear due to particle induced plasma effects.

From drilling with longer pulses it is known that laser induced plasma effects which in general have a negative impact on the hole quality can be significantly reduced by reducing the ambient pressure or working under vacuum conditions. For ultrashort pulses investigations have revealed that by means of a reduced ambient pressure the depth ablation rate for percussion drilling can be increased by an order of magnitude in spite of the constant volume ablation rate. So on the one hand holes can be drilled with smaller diameters, on the other hand holes with larger diameters, which are usually generated by helical drilling, can be produced with a higher velocity.

The implementation of a vacuum chamber into a processing station would allow to benefit from the advantages of reduced pressure during drilling. However, this would require time consuming and therefore expensive loading and unloading processes and is furthermore relatively inflexible for practical purposes. To overcome these drawbacks, a special vacuum nozzle was designed based on the principle of an aerodynamic window. The nozzle offers high flexibility for the geometry and handling of the work-piece. Enabling furthermore a fast variation of the pressure even during the drilling process, the nozzle allows to develop novel laser processes which combine the advantages of fast drilling at reduced pressure with the smoothing effect of the laser induced plasma during the hole widening and cleaning phase after the material is pierced through.

In laser drilling of high precision holes very often large efforts are necessary to widen the hole exit for achieving cylindrical holes. For various industrial applications even holes with special geometries such as a negative conicity, e.g. for injection nozzles or spinnerets, and extraordinarily restrictive tolerances are required. With respect to these requirements a special trepanning optic was developed further to a fully automated system within the scope of this thesis. The optic is based on the principle of beam deflection by rotating optical wedges and combines the advantages of helical drilling with a variable inclination of the beam. Thereby high quality cylindrical holes with increased drilling velocity can be produced by ultrashort pulses as well as holes with negative conicity.

With various drilling tests it could be demonstrated that the orientation of the polarization has a strong influence on the achievable hole geometry especially for ultrashort pulses and in drilling of thicker materials. On the one hand side linear polarization can cause ripples along the surface of the hole wall and on the other hand can lead to a deformation of the hole exit geometry. The strong influence of polarization can be avoided if the polarization is controlled in such a way that the linear polarization of the laser beam is always oriented parallel to the hole wall during the helical drilling process. This can be achieved using the above mentioned trepanning optic in combination with quarter-wave-plates.

Based on these findings it is possible to produce high precision holes in thin materials or by use of very low energy densities. However, for an industrial implementation of laser drilling with ultrashort pulse the uneconomic processing times at low energy densities need to be significantly reduced. This can be done by means of a higher repetition rates, use of the trepanning optic and the newly developed vacuum nozzle.

1 Einleitung

Die Lasermaterialbearbeitung ist bereits seit Jahren eine feste Größe in der industriellen Fertigung mit ständig wachsenden Anwendungsgebieten. Neben klassischen Anwendungen wie dem Lasertrennen und –fügen in der Makromaterialbearbeitung kommt der Laser seit einigen Jahren zunehmend auch in immer mehr Bereichen der Mikrotechnik, wie beispielsweise in der Automobilindustrie zum Bohren von Kraftstofffiltern und dem Strukturieren von Zylinderlaufbahnen oder in der Elektronikindustrie zum Bohren von Leiterplatten und Schreiben von Leiterbahnen, zum Einsatz, mit einem enormen Wachstumspotenzial für die kommenden Jahre [1].

Obwohl das Präzisionsbohren eine der ersten industriellen Laseranwendungen überhaupt darstellt sind bislang nur wenige Lasersysteme zum Bohren im industriellen Einsatz zu finden. Je nach Bohranwendung besteht Bedarf für sehr unterschiedliche Laserstrahlquellen. Zunehmende Anforderungen wie z. B. in der Kraftstoffeinspritztechnik machen immer kleinere und zahlreichere Bohrungen erforderlich, die zugleich höchsten Anforderungen hinsichtlich Formtreue und Wiederholgenauigkeit genügen müssen. Bislang kostengünstigere Fertigungsverfahren wie beispielsweise die Funkenerosion können diese Anforderungen entweder gar nicht oder nur sehr schwer erfüllen, weshalb die Weiterentwicklung von Systemen zum Laserbohren derzeit eine starke Beschleunigung erfährt.

Mit dem Einsatz von Lasern mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich oder länger kann die geforderte Bohrungsqualität zumeist nicht oder zumindest nur mit sehr großen Anstrengungen erreicht werden. Thermische Effekte, resultierend in die Qualität mindernden Schmelzschichten, stellen hierbei das Hauptproblem dar. So müssen aufkumulierte Schmelzgrate am Rande des Bohrungseintritts durch aufwändige Nachbearbeitungsprozesse entfernt werden. Ziel ist daher die Verminderung thermischer Effekte auf ein niedriges Maß, so dass eine Nacharbeit überflüssig wird. Eine viel versprechende Möglichkeit dieses Ziel zu erreichen, ist die Verkürzung der Wechselwirkungszeit zwischen Laserstrahl und Materie durch den Einsatz kürzerer Pulse mit extrem hoher Intensität. Durch die so veränderten Wechselwirkungsabläufe, so die Theorie, bleibt dem Material nurmehr wenig Zeit zum Erwärmen und Schmelzen sondern es tritt überwiegend direkt in die Dampfphase über. Mit der Reduktion des schmelz-

flüssigen Anteils ist eine Steigerung der Qualität zu erwarten womit der Aufwand an Nacharbeit komplett entfallen oder zumindest deutlich reduziert werden kann. Erste Lasersysteme mit Pulsdauern im Pikosekunden- und Femtosekundenbereich sind bereits kommerziell verfügbar, wobei der Einsatz auf Grund ihrer Neuheit und Komplexität noch fast ausschließlich auf den Laborbetrieb begrenzt ist.

Zum Laserbohren mit ultrakurzen Pulsen liegen bisher nur wenige wissenschaftliche Arbeiten vor. Diese liefern keine umfassende Aussage über die Eignung der Ultrakurzpulstechnik zur Herstellung von Präzisionsbohrungen wie sie in der industriellen Fertigung gefordert werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll das Potenzial der Ultrakurzpulstechnologie für das Präzisionsbohren von Metall experimentell untersucht sowie ein Augenmerk auf die zur Prozessführung erforderliche Systemtechnik gerichtet werden.

2 Motivation und Zielsetzung

2.1 Laseranwendungen in der Mikrotechnik

Dem Begriff Mikrotechnik sind definitionsgemäß Verfahren zur Herstellung von Körpern und geometrischen Strukturen zugeordnet, deren Größenordnung einige 100 μm bis hinab zu 0,1 μm liegt. Obwohl die Mikromaterialbearbeitung mit Lasern mit zu den ältesten lasertechnischen Anwendungen überhaupt gehört [2], konnte der Laser erst in den letzten Jahren auf breiter Front in viele Bereiche der Mikrobearbeitung vorstoßen und ist heute bereits in allen Gruppen der Fertigungsverfahren nach DIN 8580 [3] als flexibles Fertigungswerkzeug vertreten (**Bild 2-1**).

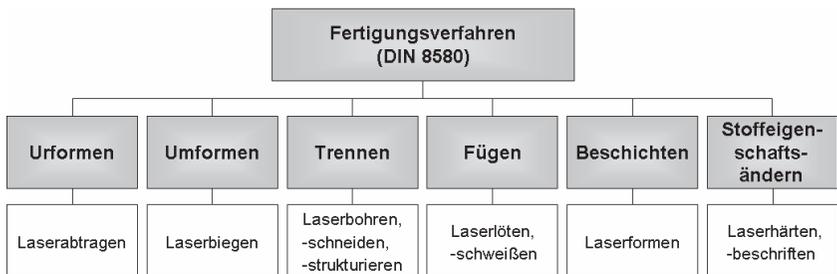


Bild 2-1: Überblick über die in den Gruppen der Fertigungsverfahren nach DIN 8580 vertretenen Laserverfahren zur Mikrobearbeitung.

So vielfältig die Anwendungsfelder der Mikrotechnik und die dabei zu bearbeitenden Werkstoffe sind, so verschieden sind auch Laserverfahren, welche hierbei zum Einsatz gelangen. Im Folgenden sei daher das Augenmerk lediglich auf das Laserabtragen gerichtet. Beim Laserstrahlabtragen kann anhand der Prozessführung zwischen dem Laserstrahlbohren, dem Oberflächenstrukturieren und dem Laserstrahlschneiden unterschieden werden. Ein Sonderfall stellt die Erzeugung von Nöpfchen dar, was auf Grund der geringen Aspektverhältnisse jedoch zumeist dem Oberflächenstrukturieren zugeordnet wird.

Das große Potenzial des Laserstrahlabtragens für die Mikromaterialbearbeitung kann verdeutlicht werden, wenn man sich die Anwendungen vor Augen hält, in denen bereits heute das Laserstrahlabtragen industriell zum Einsatz kommt (Bild 2-2). So sind mittlerweile sowohl das Bohren als auch das Oberflächenstrukturieren in nahezu allen Bereichen der Industrie mit ersten Anwendungen vertreten.

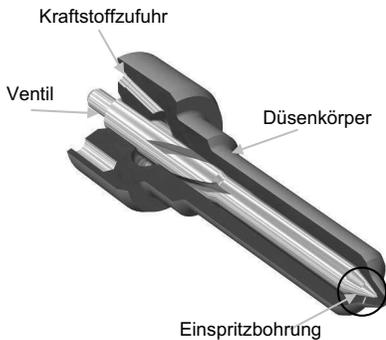


Bild 2-2: Anwendungsfelder in denen bereits heute abtragende Laserverfahren industriell eingesetzt [4 – 25, bzw. als adäquates Mittel für die Serienproduktion qualifiziert wurden [26, 27].

2.2 Anforderungen an Präzisionsbohrungen

Wie im vorangestellten Kapitel bereits dargestellt, ist das Laserpräzisionsbohren bereits in vielen verschiedenen Bereichen etabliert bzw. ist dabei, dies in naher Zukunft zu tun. So wie sich die Anwendungsfelder voneinander unterscheiden, so differieren auch die Anforderungen der jeweiligen Anwendungen an die Präzisionsbohrungen. Allen gemein ist jedoch, dass aus ökonomischen und technologischen Gründen immer kleinere und präzisere Bohrungen nachgefragt werden.

Eine Anwendung mit den höchsten Anforderungen an das Präzisionsbohren kommt aus dem Automobilssektor und ist die Herstellung von Bohrungen zur Kraftstoffeinspritzung bei Dieselmotoren (Bild 2-3). Die Einhaltung zukünftiger Abgasrichtlinien wie US 07 und EURO 5, sowie das stetige Streben nach zunehmender Motorleistung bei gleich bleibendem oder sogar geringerem Kraftstoffverbrauch machen eine effizientere Verbrennung des Kraftstoffes unverzichtbar [4, 5]. Um diese Maßgaben erfüllen zu können, muss die Dosierung und Zerstäubung des Kraftstoffes, welche maßgeblich durch Größe, Form und Qualität der Einspritzbohrungen bestimmt wird, weiter optimiert werden. Aus diesem Grund ist bereits seit der Erfindung des Automobils ein Trend zu immer kleineren Einspritzlöchern (Bild 2-4) aber auch immer höheren Einspritzdrücken zu beobachten. Während derzeitige Dieseldüsen einen Lochkreis mit durchschnittlich 5 bis 6 Bohrungen im Durchmesserbereich zwischen 90 und 150 μm aufweisen, werden für die Zukunft Düsen, bestehend aus zwei Lochreihen mit insgesamt 12 Bohrungen und Durchmessern zwischen 40 und 80 μm , gefordert [5].



Anforderungen an die Einspritzbohrungen

- Durchmesser 40 - 150 μm
- Sehr gute Rundheit
- Negative Konizität (bis zu 3°)
- Dicke bis 1 mm (Aspektverhältnis 8-15)
- Scharfe Kanten
- Glatte Bohrungswände
- Keine Ablagerungen
- Hohe Reproduzierbarkeit (CpK 1,67)
(Durchflusstoleranz $\pm 3\%$)

Bild 2-3: Beispiel einer Dieseleinspritzdüse, und Anforderungen an die Einspritzbohrungen [4, 28].

Die extremen Anforderungen an solche Bohrungen sind in Bild 2-3 rechts aufgeführt. Neben einer sehr guten Rundheit, scharfen Kanten und glatten, ablagerungsfreien Oberflächen der Bohrungen werden für eine bessere Zerstäubung teilweise auch Bohrungen mit negativer Konizität von bis zu 3° benötigt, d. h. der auf der Düseninnenseite befindliche Durchmesser der Bohrung ist größer als der äußere. Damit der aus Stahl bestehende Düsenkörper den hohen Einspritzdrücken standhält sind Wandstärken von bis zu einem Millimeter notwendig, woraus für die Bohrungen ein Aspektverhältnis (Verhältnis des Bohrungsdurchmessers zur Länge der Bohrung) von 8 – 15 resultiert. Um in der industriellen Massenfertigung überhaupt bestehen zu können, muss der Fer-

tigungsprozess zudem eine extrem hohe Reproduzierbarkeit (Prozessfähigkeitsindex C_pK 1,67) und Zuverlässigkeit aufweisen [29].

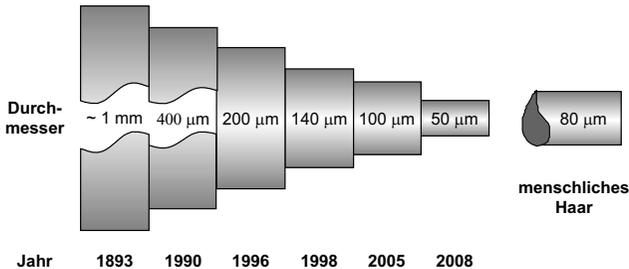


Bild 2-4: Zeitliche Entwicklung der Einspritzbohrungsdurchmesser von Dieseldüsen [30].

Der mit dieser Anwendung verbundene Anforderungskatalog übersteigt in vielen Punkten bei weitem die Anforderungen anderer Anwendungen und soll daher in der vorliegenden Arbeit als Leitfaden dienen.

2.3 Problemstellung

Das Abtragen mit gepulster Laserstrahlung ist ein hochdynamischer Prozess, bei dem der Werkstoff in sehr kurzer Zeit erwärmt, aufgeschmolzen, und schließlich verdampft und ionisiert wird. Die erzielbare Präzision und Effizienz des Abtragsprozesses wird vom Ausmaß der dabei entstehenden Schmelze maßgeblich bestimmt. Ein hoher Schmelzanteil ermöglicht durch den gegenüber dem Verdampfen vergleichsweise geringen spezifischen Energiebedarf eine hohe Prozessgeschwindigkeit. Die dabei jedoch unvermeidbaren Ablagerungen unvollständig aus dem Bohrloch oder der Struktur ausgetriebener Schmelze setzen die erzielbare Präzision herab und machen unter Umständen zusätzliche Nachbearbeitungsschritte erforderlich. Für einen hochpräzisen Materialabtrag ist daher im Allgemeinen der energieaufwändigere Abtrag in überwiegender Dampfform von Interesse. Maßgeblichen Einfluss auf den Ablauf der thermischen Vorgänge besitzt die Pulsdauer des Laserstrahles. Im Allgemeinen geht mit der Verkürzung der Pulsdauer eine Reduktion der Schmelzfilmdicke einher.

Industrielle Anwendungen, bei denen aktuell bereits Präzisionsbohrungen mit dem Laser gefertigt werden, greifen derzeit nahezu ausnahmslos auf Lasersysteme mit Pulsdauern im ns-Bereich oder zum Teil auch noch längerer Pulsdauern zurück. In Kombination mit geeigneten Prozesstechniken lassen sich damit bereits Bohrungen

und Strukturen mit Schmelzfilmdicken unter $1\ \mu\text{m}$ erzeugen. Speziell beim Bohren tiefer Kapillaren mit hohem Schachtverhältnis ist ein vollständiger Austrieb der Schmelze aus der Bohrung nahezu unmöglich, was häufig im Bereich des Eintritts des Bohrloches zu einer Aufschichtung von Schmelzgraten mit mehreren zehn Mikrometern Höhe führt. In der Struktur verbleibende Schmelzschichten können zudem auf Grund thermisch induzierter Spannungen zum Teil von Rissen durchzogen sein, die in der Anwendung zu einer Schichtablösung und damit zum Bauteilversagen führen können.

Bei einer weiteren Verkürzung der Pulsdauer in den Piko- (10^{-12} s) und Femtosekundenbereich (10^{-15} s) verschiebt sich das Verhältnis zwischen aufgeschmolzenem und abgedampftem Material weiter in Richtung höherem Dampfanteil. Im Allgemeinen wird dadurch sogar eine vollständige Vermeidung von Schmelzablagerungen erhofft. Entsprechende Lasersysteme mit für den Materialabtrag ausreichenden Pulsenergien sind nun bereits seit einigen Jahren auf dem Markt erhältlich, haben aber auf Grund mangelnder Erkenntnisse über deren Potenzial und Zuverlässigkeit, aber auch der Risiken, die eine neue Technologie in sich birgt, bislang noch nicht den Einzug in die industrielle Fertigung gefunden.

Für einige der aktuellen Laserbohranwendungen stellt die derzeit verfügbare Systemtechnik ein weiteres Defizit dar. So sind speziell für die Herstellung von Bohrungen mit gezielt negativ konischer Form noch keine zufrieden stellenden Bohroptiken kommerziell erhältlich.

2.4 Zielsetzung der Arbeit

Zielsetzung der Arbeit ist die Untersuchung der Ultrakurzpulstechnologie auf Ihre Eignung zum Präzisionsbohren von Metallen vor dem Hintergrund der in den vorangegangenen Unterkapiteln beschriebenen Anforderungen und Problemstellungen. Die Arbeit besteht aus zwei Schwerpunkten.

Im ersten Schwerpunkt werden in grundlegenden experimentellen Versuchen die maßgeblichen Einflussfaktoren auf die Bohrlochqualität betrachtet und darauf aufbauend die Bohrungseffizienz im Kontext der Pulsdauer diskutiert. In weiteren Experimenten werden die Auswirkungen von Polarisationsseffekten und Anstellwinkeln beim Wendelbohren untersucht sowie der Einfluss von Repetitionsrate und Umgebungsdruck auf die Prozesseffizienz aufgezeigt. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen werden

verschiedene Ansätze und Möglichkeiten zur Erzeugung von Bohrungen höchster Präzision vorgestellt.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit besteht in der für die Prozessführung erforderlichen Systemtechnik, die für einen sinnvollen Einsatz der Ultrakurzpulstechnologie letztendlich unverzichtbar ist. So wird das Konzept der Trepanieroptik zum Wendelbohren mit Anstellwinkeln aufgegriffen, zunächst zu einer halbautomatischen Version und später zu einer vollautomatischen Version der Optik weiterentwickelt. Darüber hinaus wird ein Verfahrenskonzept zur Mitführung der Laserpolarisation während des Wendelbohrens untersucht und in experimentellen Versuchen erprobt. Weiterhin wird der Prototyp einer speziellen Unterdruckdüse vorgestellt, mit deren Hilfe sich Möglichkeiten zur Steigerung der Bohrungseffizienz ergeben.

3 Ausgangssituation und Grundlagen

3.1 Laserbohren

3.1.1 Grundprinzip des Laserbohrens

Das Laserstrahlabtragen gehört zu den thermischen Fertigungsverfahren und ist nach DIN 8590 in die Untergruppe „Thermisches Abtragen durch Strahl“ einzuordnen [31]. Beim Auftreffen eines Laserstrahls auf die Werkstückoberfläche wird der Laserstrahl absorbiert und die Strahlenergie in Wärme umgesetzt. Dadurch kommt es zunächst zum Aufschmelzen und schließlich zum Verdampfen des Werkstoffs (Bild 3-1). Durch den entstehenden Dampfdruck wird das Material aus der Wechselwirkungszone ausgetrieben, wobei sich auch einzelne Schmelztröpfchen ablösen können. Ob das Material überwiegend in Form von Schmelze oder Dampf abgetragen wird, hängt maßgeblich von den Materialeigenschaften und der Pulsdauer ab. Um den Schmelzaustrieb zu unterstützen, werden oftmals Gasdüsen eingesetzt. Prozessgase werden aber auch häufig verwendet entweder, um den Prozess reaktiv zu beschleunigen, oder aber um eine Schutzatmosphäre zu schaffen, welche die Oxidation der Schmelzschicht verhindern soll. Infolge der hohen Verdampfungsrate entstehen Schockwellen, welche sich mit extrem hoher Geschwindigkeit ausbreiten [33]. Eine eingehende Diskussion der beim Bohren ablaufenden Prozesse und Wechselwirkungsvorgänge, insbesondere bei ultrakurzen Laserpulsen, erfolgt im Kapitel „Physikalische und technologische Grundlagen“. Ein wesentlicher Vorteil des Laserstrahlbohrens besteht in der Tatsache, dass sehr kleine Bohrungen in nahezu alle Materialien (z.B. auch in Keramik) eingebracht werden können. Die kleinsten erzielbaren Durchmesser betragen wenige Mikrometer mit Aspektverhältnissen von 15 bis 20 [32].

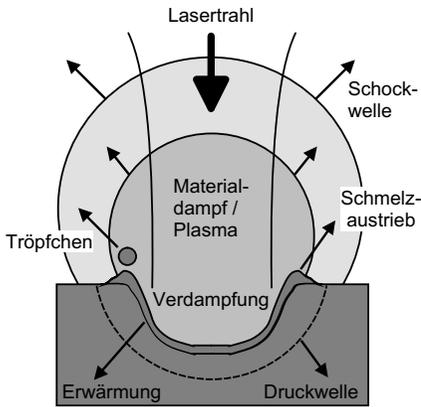


Bild 3-1: Schematische Darstellung des Laserabtragens [33]. Die Absorption der Laserstrahlung an der Werkstückoberfläche führt zur Materialaufschmelzung und Verdampfung. Der Dampfdruck treibt die Schmelze zur Seite, wo sie sich teilweise als Schmelzgrat abgelagert, oder sich als Tröpfchen ablösen kann.

Das Bohrerergebnis bzw. die Bohrungsqualität selbst wird durch eine Vielzahl von Parametern beeinflusst, welche zudem in komplexer Weise voneinander abhängig sein können (Bild 3-2). Die Laserparameter sind durch die Auswahl der Strahlquelle bestimmt. Eine gezielte Prozessgestaltung ist daher nur innerhalb durch das System vorgegebener Grenzen möglich. Mit der Anwendung sind zumeist auch die Materialparameter vorgegeben und können, wenn überhaupt, nur in einen sehr begrenzten Rahmen für das Laserstrahlbohren optimiert werden. Zwar sind mittels Laser nahezu alle Werkstoffe bearbeitbar, dennoch kann sich die Bearbeitungsqualität bei den unterschiedlichen Werkstoffen maßgeblich voneinander unterscheiden. Eine wesentliche Rolle, insbesondere in Hinblick auf die Schmelzentstehung, kommt dabei den Wärmeleitungseigenschaften sowie der Schmelz- und Verdampfungstemperatur zu. Auch wenn bei konkreten Bauteilen durch die Zielvorgaben bereits ein Teil der Anwendungsparameter fest vorgegeben ist (z. B. Bohrungsabstand, Werkstückdicke und Einfallswinkel), bieten die Anwendungsparameter dennoch den größten Freiraum für die Gestaltung des Bohrprozesses. Generell gilt, dass die Einflüsse der Bearbeitungsparameter je nach Anwendungsfall unterschiedlich stark zum Tragen kommen und optimal aufeinander abgestimmt werden müssen.

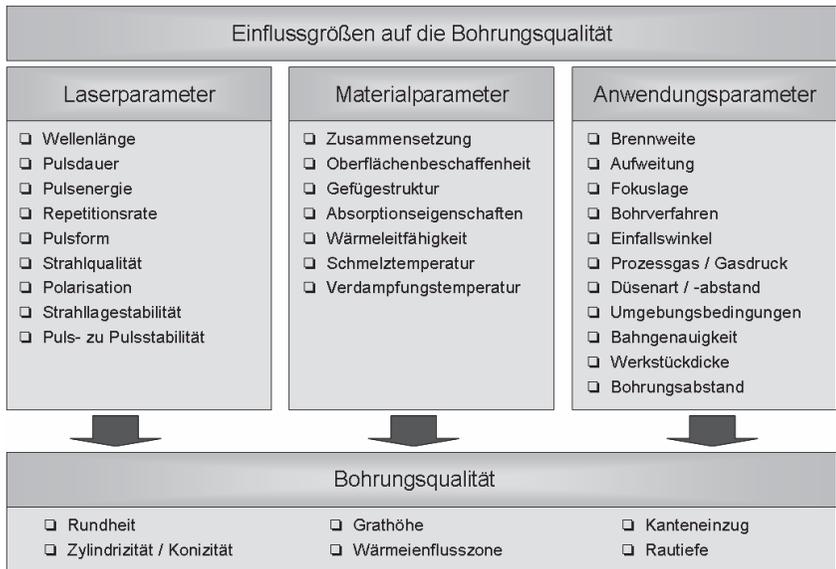


Bild 3-2: Überblick über die Einflussgrößen auf die Bohrungsqualität. Die Bearbeitungsparameter können in Laser-, Material- und Anwendungsparameter unterteilt werden, welche zum Teil auf komplexe Weise miteinander verknüpft sind und je nach Anwendung unterschiedlich stark zum Tragen kommen.

3.1.2 Verfahrensvarianten beim Laserstrahlbohren

Je nach eingesetztem Lasersystem wird der Laserstrahl über ein Maskenprojektionsverfahren auf der Werkstückoberfläche abgebildet oder direkt auf das Werkstück fokussiert. Beim fokussierenden Verfahren wird in der Regel zwischen den in Bild 3-3 dargestellten Verfahrensvarianten des Laserbohrens unterschieden [34].

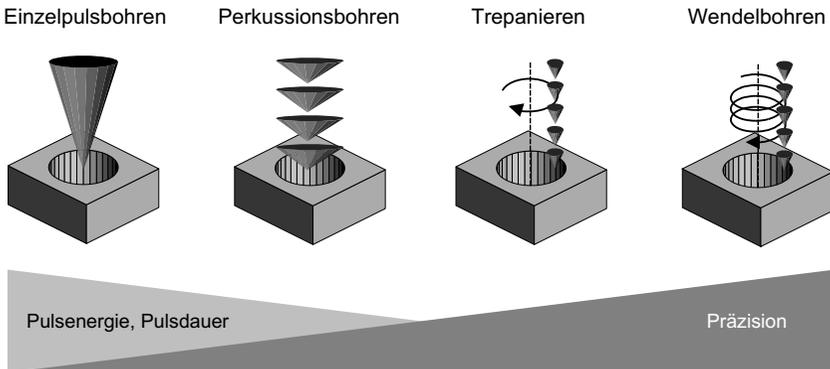


Bild 3-3: Verfahrensvarianten beim Laserstrahlbohren und ihr Potenzial für die Erzeugung von Präzisionsbohrungen.

In der Mikrotechnik kommen derzeit hauptsächlich das Einzelpulsbohren, das Perkussionsbohren und das Trepanieren zur Anwendung. In dieser Reihenfolge nimmt in der Regel die zur Durchbohrung benötigte Pulszahl zu. Mit anderen Worten bedeutet dies, dass ausgehend von einem vorgegebenen Bohrungsvolumen, beispielsweise durch Reduktion der Pulsenergie und der Pulsdauer, das pro Puls abgetragene Volumen reduziert wird und dadurch eine Steigerung der Präzision ermöglicht wird.

Beim Einzelpulsbohren entsteht die Bohrung bereits durch einen einzigen Laserpuls. Der Bohrungsdurchmesser ist im Wesentlichen durch die Pulsenergie und den Fokussdurchmesser bestimmt. Im Hinblick auf die Variationsmöglichkeit des Bohrungsdurchmessers ist das Verfahren daher beschränkt. Die Ausbildung des Bohrlochs erfolgt beim Perkussionsbohren durch eine Serie von Einzelpulsen auf die gleiche Stelle. Gegenüber dem Einzelpulsbohren können mit diesem Verfahren größere Bohrtiefen erreicht werden. Von Trepanieren spricht man, wenn der Laserstrahl entlang einer Kreiskontur über die Werkstückoberfläche geführt und das Loch durch den gepulsten Laserstrahl ausgeschnitten wird. Das Verfahren entspricht damit dem Perkussionsbohren mit nachfolgendem Kreisschneiden.

Beim Wendelbohren, einer Weiterführung des Trepanierens, wird der Bohrprozess in weitere Einzelschritte aufgelöst, womit eine weitere Steigerung der Präzision einhergeht. Sowohl mit Nanosekundenpulsen als auch mit ultrakurzen Pulsen können damit Laserbohrungen mit bislang nicht erreichter Qualität hergestellt werden [34, 35].

3.1.3 Lasersysteme für das Bohren

Bedingt durch die Vielfalt von Präzisionsbohranwendungen in der Mikrotechnik stehen heutzutage verschiedenste Laserstrahlquellen für Bohranwendungen zur Verfügung, die abhängig vom laseraktiven Medium und vom Aufbau ganz unterschiedliche Wellenlängen und Pulsdauerbereiche abdecken. Diese reichen vom infraroten bis in den UV-Wellenlängenbereich bzw. von Millisekunden bis in den Femtosekundenbereich.

Für einen präzisen Materialabtrag sollte eine möglichst kleine Fokussierung angestrebt werden und der Laser daher möglichst kurzwellig sein. Dies ist auch der Grund, warum CO₂-Laser nur relativ selten in der Mikromaterialbearbeitung zum Bohren eingesetzt werden. Die besten Resultate sollte somit der Excimer-Laser mit seiner geringen Wellenlänge im UV-Bereich liefern. Auf Grund seiner geringen mittleren Leistungsdichte werden bei Metallen jedoch nur geringe Abtragsraten erzielt. Das Bohren tiefer Löcher ist somit unwirtschaftlich, weshalb Excimer-Laser vorzugsweise für das Bohren von dünnen Folien oder die Bearbeitung von Kunststoffen, die naturgemäß ein besonders gutes Absorptionsverhalten im UV-Bereich aufweisen, eingesetzt werden. Darüber hinaus erfordert die gegenüber Festkörperlasern sehr geringe Strahlqualität den Einsatz der Maskenabbildung [36]. Hierbei wird mit dem Excimer-Laser eine Maske beleuchtet und die Struktur der Maske auf das zu bearbeitende Werkstück abgebildet.

Zum Laserpräzisionsbohren werden daher heute überwiegend Festkörperlaser (vorwiegend Nd:YAG-Laser) industriell eingesetzt, welche in Pulsdauer und Pulsenergie zum Teil genau auf die jeweilige Anwendung zugeschnitten sind. Durch die Möglichkeit der Frequenzverdopplung und –Vervierfachung sind auch mit Festkörperlasern Wellenlängen bis hinab zu 266 nm möglich, womit sie hinsichtlich Fokussierbarkeit den Excimer-Lasern auf Grund der sehr guten Strahlqualität sogar überlegen sind. Allerdings muss beachtet werden, dass mit der Frequenzkonversion Leistungsverluste und die Abnahme der Leistungsstabilität einhergehen. Vor diesem Hintergrund stellt der zu den Metaldampflasern gehörende Kupferdampflaser eine interessante Alternative dar. Bei vergleichbarer Strahlqualität liegen seine Grundwellenlängen von 511 nm und 578 nm unterhalb derer von Festkörperlasern. Einer der größten Nachteile solcher Lasersysteme ist die erforderliche Betriebstemperatur (1500 Grad Celsius) zur Erzeugung des Kupferdampfes als laseraktives Medium und der damit verbundenen langen Aufwärmphase, weshalb er industriell bislang nur wenig verbreitet ist. Neuere Systeme verwenden deshalb zur Senkung der Betriebstemperatur Kupferbromid als laserak-

tives Medium [37]. Diese Laser haben jedoch bislang noch keine technische Anwendungsreife erlangt.

3.2 Alternative Mikrobohrverfahren

Zur Erzeugung kleinster Bohrungen sind in der Mikrotechnik neben dem Laserstrahlbohren seit langem verschiedene Fertigungsverfahren bekannt, die sich unter wirtschaftlichen und technologischen Gesichtspunkten konkurrierend gegenüberstehen. Da auch bei diesen Verfahren eine stetige Fortentwicklung hin zu mehr Wirtschaftlichkeit und Erweiterung der Prozessgrenzen zu beobachten ist, wird sich das Laserstrahlbohren stets in dieser Konkurrenzsituation wieder finden und behaupten müssen. Um das Potenzial des Laserbohrens einschätzen zu können ist es von Bedeutung, die bereits etablierten Fertigungsverfahren und ihre technologischen Grenzen zu kennen. Der nachfolgende Abschnitt widmet sich daher der kurzen Vorstellung dieser Verfahren, welche nach DIN 8580 [3] in folgende Gruppen eingeteilt sind:

- Zerteilen: - Stanzen (Scherschneiden)
- Spanen: - Spiralbohren
 - Ultraschallbohren
- Abtragen: - Elektrochemisches Bohren (ECM)
 - Funkenerosives Bohren (EDM)
 - Elektronenstrahlbohren
 - Laserstrahlbohren

3.2.1 Stanzen (Scherschneiden)

Als Stanzen wird im Allgemeinen die Form des Scherschneidens bezeichnet, bei der auf einer Presse mit besonderen Schnittwerkzeugen – deren Oberteil (Stempel) die Werkstückform und dessen Unterteil (Matrize) eine entsprechende Öffnung hat – Formstücke aus Blechen herausgeschnitten werden. Entsprechend der Stempelform lassen sich durch Stanzen auch nicht rotationssymmetrische Durchbrüche herstellen, wobei das Verfahren an sich nahezu ausschließlich auf duktile Werkstoffe beschränkt ist [38].

Die Lochtoleranzen liegen beim Präzisionsstanzen unter einem Mikrometer, wobei ein Aspektverhältnis von bis zu drei serientauglich beherrscht wird. Um diese Toleranzen einhalten zu können muss die Abstimmung (Matching) zwischen Stempel und Matrize auf etwa $0,2\ \mu\text{m}$ genau erfolgen. Bei der industriellen Herstellung von Spritzlochscheiben für die Benzineinspritzung werden derzeit $250\ \mu\text{m}$ große Stanzlöcher in $300\ \mu\text{m}$ dicke Stahlplättchen mit einer Prozesszeit kleiner 3 s eingebracht [39]. Neben der beim Feinstanzen limitierten Wandstärke und dem minimal erzielbaren Lochdurchmesser von etwa $150\ \mu\text{m}$, liegt der Hauptnachteil des Stanzens in der Bildung eines Stanzgrates auf der Werkstückunterseite, welcher in einem zusätzlichen Nachbearbeitungsprozess, z. B. durch Laserentgraten entfernt werden muss [40]. Auf Grund der auftretenden hohen mechanischen Belastungen verursacht die Werkzeugstandzeit den größten Anteil der laufenden Kosten einer Präzisionsstanzmaschine [39].

3.2.2 Bohren mit Spiralbohrer

Mit Spiralbohrern lassen sich bei Sonderanwendungen Bohrungen mit minimalen Durchmessern von $30\ \mu\text{m}$ erzeugen. Als Werkstoffe für diese Bohrer kommen hauptsächlich Schnellarbeitsstähle zum Einsatz. Wesentlicher Nachteil ist die sehr geringe Standzeit der Bohrer und damit die Zunahme der Kosten mit abnehmenden Bohrungsdurchmessern. Weiterhin werden höchste Anforderungen an die Rundlaufeigenschaften und die Schwingsteifigkeit der Bohrmaschine bei hohen Spindeldrehzahlen gestellt. Darüber hinaus stellt die Prozessüberwachung bei Kleinstbohrungen derzeit noch ein Problem dar und beschränkt sich zumeist auf die Kontrolle des Vorhandenseins eines Bohrers vor dem Bohrvorgang. Das Aspektverhältnis beim Bohren mit Spiralbohrern kann Werte zwischen 5 und 10 annehmen. Harte Werkstoffe wie Keramik lassen sich nur mit Diamantbohrern bearbeiten, wobei die minimal erzielbaren Bohrungsdurchmesser bei $600\ \mu\text{m}$ liegen. Bohrungen schräg zu einer Oberfläche können, wenn überhaupt, nur in einem sehr begrenzten Winkelbereich durchgeführt werden [32, 38].

3.2.3 Ultraschallbohren

Durch Ultraschallschwingungen eines Formzeugs werden in einer Suspension befindliche feinste Körner (zumeist Borcarbid oder Siliziumcarbid) ebenfalls zu Schwingungen angeregt. Durch Stöße zwischen dem Abrasivmittel und der Werkstückoberfläche entstehen dort feinste Risse und Abplatzungen, die – zeitlich und räumlich aufsummiert – zum Ausbrechen einzelner Werkstückpartikel führen [41]. Das Verfahren wur-

de vorwiegend für die Bearbeitung sprödharter Werkstoffe wie Keramik entwickelt, wobei minimale Durchmesser von 150 μm mit hohen Aspektverhältnissen von bis zu 100 erzeugt werden können [32]. Die Wirtschaftlichkeit des Ultraschallbohrens korreliert mit der Neigung der Werkstoffe zu einem spröden Bruchverhalten, weshalb das Verfahren für die Bearbeitung der meisten Metalle nicht in Frage kommt [41].

3.2.4 Elektrochemisches Bohren

Beim elektrochemischen Bohren erfolgt der Materialabtrag durch Auflösen eines als Anode polarisierten metallischen Werkstoffs in einem elektrisch leitenden Medium (Elektrolyt). Das Verfahren ist damit auf elektrisch leitende Materialien begrenzt. Der elektrische Strom wird entweder durch Anlegen einer äußeren Spannungsquelle oder durch ein Lokalelement (Ätzen) erzeugt. Die minimal erzielbaren Bohrungsdurchmesser von etwa 150 μm werden durch die Abmessungen der verwendeten Kapillaren, durch die der Elektrolyt strömt, bestimmt. Das erzielbare Aspektverhältnis mit Werten von bis zu 200 ist im Vergleich zu allen anderen Bohrverfahren allerdings sehr hoch. Ein Haupteinsatzgebiet des elektrochemischen Bohrens ist der Turbinenbau, weil hier oft hochwärmefeste Werkstoffe (Legierungen auf Nickel-, Kobalt- und Titanbasis) bearbeitet werden müssen, die mit herkömmlichen Verfahren häufig nur schlecht bearbeitbar sind und daher die verhältnismäßig langen Bearbeitungsdauern bei großen Bohrlochtiefen rechtfertigen [32, 41].

3.2.5 Funkenerosives Bohren

Die Funkenerosion, Elektro-Discharge Machining (EDM) genannt, beruht auf dem durch elektrische Entladungsvorgänge zwischen zwei Elektroden (Werkstück- und Werkzeugelektrode) unter einem Arbeitsmedium (Dielektrikum) hervorgerufenen Abtrag. Der Materialabtrag erfolgt durch räumlich und zeitlich voneinander getrennte, nicht stationäre Entladungen (Funken) [41]. Die Funkenerosion ist zum einen durch den Verschleiß der Elektrode und zum anderen durch den notwendigen Spalt, in der Größenordnung von 5 bis 10 Mikrometer, zur Gewährleistung eines ausreichenden Durchsatzes von frischem Dielektrikum, gekennzeichnet. Die Spannung wird normalerweise pulsierend angelegt und so eingestellt, dass bei jedem Puls ein Überschlag stattfindet. Um den Werkzeugverschleiß auszugleichen, wird die Elektrode kontinuierlich nachgeführt, wobei als Regelgröße üblicherweise die Stromstärke der Entladung herangezogen wird [41, 42].

Für das funkenerosive Bohren werden, überwiegend rotierende, Drahtelektroden aus Kupfer oder Wolfram eingesetzt. Auf Grund der erforderlichen Steifigkeit kommen bei sehr kleinen Bohrungen nur noch Drähte aus Wolframcarbid zum Einsatz. Diese werden entweder geschliffen oder durch funkenerosives Schneiden auf 1 µm Genauigkeit gefertigt. Mit abnehmendem Bohrungsdurchmesser nehmen jedoch nicht nur die Kosten für die Herstellung der filigranen Elektroden zu, sondern auch der Aufwand für die Führung und Positionierung der Elektroden. Der Elektrodenverschleiß steigt und gleichzeitig nimmt die maximal erreichbare Vorschubgeschwindigkeit ab. Die derzeit kleinsten erreichbaren Bohrungsdurchmesser bewegen sich zwischen 30 µm und 60 µm bei einem Aspektverhältnis von 10 [42, 43, 44]. In Großserie wird das funkenerosive Bohren momentan bei der Fertigung von Bohrungen bei Einspritzdüsen für Dieseldüsen mit Lochdurchmessern von 120 µm wirtschaftlich eingesetzt.

3.2.6 Elektronenstrahlbohren

Das Verfahren des Elektronenstrahlbohrens ist, ähnlich dem des Laserstrahlbohrens, ein thermischer Prozess, bei dem das Material durch Schmelzaustrieb und Verdampfung abgetragen wird. Beim Elektronenstrahlbohren wird die kinetische Energie eines scharf gebündelten und hoch beschleunigten Elektronenstrahls beim Auftreffen auf das Werkstück in Wärmeenergie umgewandelt. Durch die hohe Leistungsdichte im Brennfleck (10^7 bis 10^9 W/cm²) wird der Werkstoff innerhalb weniger Mikrosekunden erhitzt und verdampft. Der Dampfdruck treibt die Schmelze in Form kleiner Tröpfchen aus dem Bohrloch. Damit die Elektronen auf ihrer Flugbahn nicht durch Luftmoleküle abgebremst werden, muss die Bearbeitung im Vakuum stattfinden [41].

Um die thermische Belastung des Werkstücks und die Wärmeeinflusszone möglichst gering zu halten werden teilweise gepulste Elektronenstrahlen mit Pulsdauern in der Größenordnung weniger Millisekunden verwendet. Dennoch weisen mit Elektronenstrahl gebohrte Löcher an der Bohrungswand meist eine erstarrte Schmelzschicht von 5 bis 10 µm Dicke auf. Die Präzision der Bohrungen kann gesteigert werden, wenn auf der Austrittseite ein so genanntes Backingmaterial (Wachse, Harze oder Silicongummimatten mit Messingpulveranteilen) angebracht wird. Beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf das Backingmaterial verdampft dieses explosionsartig und unterstützt so den Austrieb des schmelzflüssigen Materials aus der Bohrung [45].

In der industriellen Anwendung sind Bohrungstiefen bis 7 mm, Lochdurchmesser von 50 µm bis 1 mm und Aspektverhältnisse von etwa 10 erreichbar [32, 41]. Hinsichtlich der Bohrungsgeometrie muss bei tiefen Bohrungen allerdings mit einer bestimmten

Konizität gerechnet werden. Dem Vorteil der hohen Produktionsrate von bis zu 10 000 Bohrungen pro Sekunde steht der Nachteil der hohen Kosten, welche durch die erforderliche Vakuumtechnologie hervorgerufen werden, gegenüber. Das Verfahren erweist sich immer dann als wirtschaftlich, wenn hohe Stückzahlen, oder viele gleichartige Bearbeitungen an einem Werkstück vorliegen, wie beispielsweise beim Bohren von Brennkammergehäusen für Strahltriebwerke [41].

4 Physikalische und technologische Grundlagen

4.1 Erzeugung ultrakurzer Pulse

Mit der Entwicklung von Lasersystemen mit immer kürzeren Pulsdauern hat sich die Bandbreite an gepulsten Lasersystemen in den vergangenen Jahren deutlich vergrößert und reicht von vergleichsweise langen Pulsdauern im ms- und μs -Bereich über ns bis hin zu ultrakurzen Pulsen im ps- und fs-Bereich. Während bei ms- und μs -Systemen die Pulsdauer im Wesentlichen durch die Dauer des zur Anregung eingesetzten Pumpulses bestimmt wird und diese Systeme damit recht einfach zu realisieren sind, erfordert die Erzeugung kürzerer Pulse deutlich komplexere Systeme. Nachfolgend sollen daher die wesentlichen Techniken zur Erzeugung kurzer und ultrakurzer Pulse, die Güteschaltung und die Modenkopplung, in groben Zügen umrissen werden.

Güteschaltung

Das Prinzip der Güteschaltung (Q-switching) besteht darin, die Laseroszillation erst dann anschwingen zu lassen, wenn die durch die Pumpstrahlung erzeugte Besetzungsinversion ihr Maximum erreicht hat. Hierzu wird ein schnell schaltbarer Verschluss (z. B. ein elektrooptischer Modulator), in den Strahlengang eingebracht und somit die Verstärkung von spontan emittierten Lichtquanten, die während des Pumpvorgangs entlang der Längsachse durch das Lasermedium laufen, verhindert. Mit dem Öffnen des Schalters steigt die Lichtleistung durch stimulierte Emission exponentiell an und das obere Laserniveau wird quasi schlagartig entleert. Die maximal erreichbare Pulsenergie $Q_{p\ max}$ ist dabei direkt proportional zur Lebensdauer des oberen Laserniveaus und kann bis zu mehrere Megawatt betragen. Die untere Grenze der Pulsdauer liegt bei wenigen ns und ist durch die Schnelligkeit des Schalters gegeben [46, 36]. Die Erzeugung von Pulsen mit noch kürzerer Pulsdauer im ps- und fs-Bereich ist daher nur mit dem Prinzip der Modenkopplung möglich [47].

Modenkopplung:

Verfügt das Laseraktive Medium (LAM) über eine große spektrale Bandbreite oberhalb der Laserschwelle und befinden sich keine modenselektierenden Elemente im Resonator, so schwingen stets viele verschiedene Moden gleichzeitig an, zwischen denen allerdings keine feste Phasenbeziehung besteht. Im fouriertransformierten Ortsbild ergibt sich auf Grund von Interferenzeffekten eine zeitlich fluktuierende Intensitätsverteilung. Gelingt es, durch Unterdrückung nicht phasenrichtig überlagerter Moden die Phasen gleich zu schalten und die Einzelmoden konstruktiv einander zu überlagern, so spricht man von Modenkopplung. Mit zunehmender Zahl der phasenrichtig überlagerten Wellenfronten steigt dabei die Maximalleistung quadratisch an und die Pulshalbwertsbreite nimmt linear ab [48]. Die erzielbare Pulsdauer τ_H ist also umgekehrt proportional zur Bandbreite $\Delta\nu$ des Emissionspektrums des laseraktiven Mediums [36].

$$\tau_H \geq \frac{1}{\Delta\nu} \quad (4.1)$$

Für die Erzeugung von ultrakurzen Pulsen wird also ein LAM mit einem breiten Emissionsspektrum benötigt. Damit wird auch klar, warum die bei längeren Pulsdauern geäußerten Lasermedien nicht zur Erzeugung ultrakurzer Pulse eingesetzt werden können. Mit Nd:YAG beispielsweise lassen sich keine Pulsdauern im sub-ps-Bereich erzeugen. Als laseraktive Medien kommen daher vor allem folgende Materialien in Frage: Ti:Saphir; Nd:YVO₄, Nd:Glas, Yb:YAG, Yb:Glas und Alexandrit [49, 50].

Die Modenkopplung kann auf zwei verschiedene Arten realisiert werden, der aktiven und der passiven Modenkopplung [36]. Bei der aktiven Modenkopplung wird ein aktiv geschaltetes Element (z. B. ein akusto-optischer Modulator, oder eine Kerr-Zelle) in den Resonator eingebracht, um damit die Transmission im Resonator zu kontrollieren. Die Frequenz der angelegten Spannung entspricht dabei dem Modenabstand $\delta\nu$

$$\delta\nu = \frac{1}{\tau_H} = \frac{c}{2L} \quad (4.2)$$

im Resonator, wobei L die Länge des Resonators ist [36]. Bei der passiven Modenkopplung hingegen werden Kerr-Linsen oder sättigbare Absorber als passive Elemente im Resonator verwendet [50, 51]. Bei der Kerr-Linse ändert sich der Brechungsindex intensitätsabhängig. Bei einem gaußförmigen Intensitätsprofil und bei genügend hohen Intensitäten wird der Brechungsindex im Zentrum der Kerr-Linse stärker erhöht als an den Flanken und ruft so eine Selbstfokussierung, verbunden mit einer Änderung

der Strahlgeometrie, hervor. Die Kerrlinse kann so also zur Modulation der Resonatorverluste und damit zur Modenkopplung verwendet werden [48]. Sättigbare Absorber basieren dagegen auf dem Grundprinzip, dass mit zunehmender Intensität die Absorption abnimmt, wodurch nur phasenrichtige Moden passieren können [51]. Generell können mittels passiver Modenkopplung kürzere Pulsdauern als mit aktiver Modenkopplung erzielt werden [36].

4.2 Prinzipieller Aufbau eines Ultrakurzpulslasers für die Materialbearbeitung

Die mittels Modenkopplung im so genannten Oszillator erzeugten ultrakurzen Pulse besitzen üblicherweise eine Pulsenergie von wenigen nJ bei Pulswiederholraten in der Größenordnung von 100 MHz [52]. Auf Grund der geringen Pulsenergie sind diese Pulse nicht direkt für den Materialabtrag geeignet und müssen nachträglich verstärkt werden.

Bei Pulsdauern unterhalb von etwa 1 ps ist eine direkte Verstärkung der Pulse jedoch nicht ohne weiteres möglich, da die mit der Verstärkung verbundenen extrem hohen Leistungsdichten oberhalb der Zerstörschwelle der optischen Komponenten des Verstärkers liegen. Um dieses Problem zu umgehen wird die CPA-Technik (Chirped Pulse Amplification) angewendet [53]. Bild 4-1 zeigt schematisch das Prinzip der Chirped Pulse Amplification. Hierbei werden die dispersiven Eigenschaften optischer Gitter ausgenutzt, um den durch Modenkopplung im Oszillator erzeugten breitbandigen Puls (ca 8 nm) um den Faktor 10^4 zeitlich zu verlängern [53, 54, 55]. Der Puls wird gestreckt, indem die enthaltenen spektralen Anteile aufgespalten werden. Längerwellige Anteile benötigen dabei eine kürzere Zeit für den Durchgang durch den Stretcher als kürzerwellige. Durch die unterschiedlichen Laufzeiten verlassen die spektralen Anteile des Pulses den Stretcher zu unterschiedlichen Zeiten. Mit der Verlängerung des Pulses nimmt die Intensität so weit ab, dass der Puls nun ohne Auswirkungen auf die optischen Komponenten verstärkt werden kann. Beim anschließenden Durchgang durch den Kompressor werden die Vorgänge im Stretcher umgekehrt, das heißt der verstärkte Puls erfährt nun eine negative Gruppenverzögerung der spektralen Anteile. Da beim Durchgang durch transmittierende Elemente ein Teil der spektralen Bandbreite verloren geht, ist eine Komprimierung der Pulslänge bis auf den ursprünglichen Wert dabei meistens nicht möglich. Durch die CPA-Technik wird die Komplexität von UKP-Systemen weiter verstärkt, was insbesondere im Hinblick auf die Stabilität und Wartungsfreundlichkeit solcher Systeme negative Auswirkungen besitzt. Weiterhin besitzt

die CPA-Technik den Nachteil, dass durch die optischen Gitter eine gewisse Beeinträchtigung des Strahlprofils und damit der Strahlqualität verbunden ist.

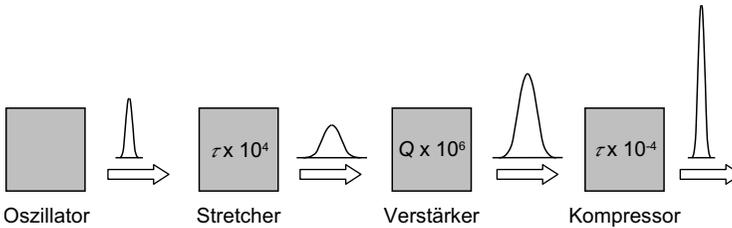


Bild 4-1: Prinzip der Verstärkung ultrakurzer Laserpulse mittels Chirped Pulse Amplification (CPA).

Lasersysteme mit Pulsdauern oberhalb von 1 ps sind demzufolge einfacher zu realisieren. Hier kann der vom Oszillator kommende Seed-Puls direkt in den Verstärker geleitet werden. Neben den am häufigsten eingesetzten regenerativen Verstärkern kommen aber auch Multipass-Verstärker zum Einsatz [52]. Beim regenerativen Verstärker wird der Puls mit der im aktiven Kristall des Laserresonators gespeicherten Pumpenergie verstärkt. Der Puls läuft dabei so lange im Resonator des Verstärkers um, bis er über einen elektrooptischen Schalter wieder ausgekoppelt wird. Mit jedem Umlauf nimmt die Verstärkung des Pulses zu (Bild 4-2) und erreicht je nach System nach nur wenigen Umläufen, bis hin zu mehreren hundert Umläufen ihr Maximum, bei dem der Puls ausgekoppelt wird. Dieser Zyklus kann mit Wiederholraten von einigen kHz durchgeführt werden, wobei die Repetitionsrate zum einen durch die verfügbaren elektrooptischen Schalter und zum anderen durch die verfügbare Pumpleistung begrenzt ist. Mit der Entwicklung schneller Schalter, welche zugleich auch mit hohen Leistungsdichten belastet werden können, sind mittlerweile bereits Systeme mit einigen hundert kHz verfügbar [56, 57].

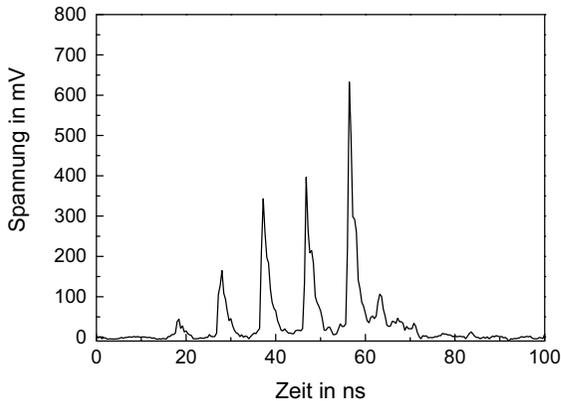


Bild 4-2: Verstärkerkurve des umlaufenden Pulses im Resonator bis zur Auskopplung. Mit jedem Umlauf nimmt die Verstärkung des Pulses zu, bis er schließlich ausgekoppelt wird.

Der regenerative Verstärker kann sowohl als konventioneller Stablasers als auch als Verstärker auf Scheiben- oder als Faserbasis aufgebaut sein [49, 50, 58]. Ein wesentlicher Vorteil von regenerativen Verstärkern ist, dass leicht bis zu mehrere hundert Durchgänge durch den Kristall realisiert werden können. Dies ist besonders interessant für direkt diodenpumpbare laseraktive Medien, die eine vergleichsweise geringe Verstärkung pro Durchgang aufweisen. Eine weitere Stärke des Konzepts ist, dass, im Gegensatz zu Multipass-Verstärkern, die Anzahl der Umläufe des Pulses im Verstärker variabel eingestellt werden kann. Hierdurch kann zum Beispiel eine höhere Puls-zu-Puls-Stabilität erreicht werden. Die Vorteile eines Multipass-Verstärkers liegen dagegen vor allem darin, dass keine Schaltelemente wie Pockelzellen erforderlich sind, wodurch der Verstärker für höhere Pulsenergien, kürzere Pulsdauern und höhere Repetitionsraten einsetzbar ist und, dass die Verstärkung pro Umlauf größer ist, also insgesamt weniger Umläufe benötigt werden [52, 59].

Bild 4-3 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines UKP-Lasers mit regenerativem Scheibenverstärker nach [50, 60, 61]. Die Seedpulse werden in einem modengekoppelten Oszillator, welcher z. B. auch auf einem Scheibenlaserkonzept basieren kann, erzeugt. Über einen Pulspicker wird die hohe Repetitionsrate des Oszillators auf eine für den regenerativen Verstärker geeignete Rate reduziert. Hierzu wird ein elektrooptischer Modulator (EOM 1) verwendet, welcher die Polarisationsrichtung der transmittierenden Seedpulse in Abhängigkeit einer angelegten Hochspannung verändert. Nur die

derart selektierten Pulse können den Dünnschichtpolarisator DP1 passieren und gelangen direkt in den Verstärker, denn in diese Richtung heben sich die Polarisationsänderung durch die $\lambda/2$ -Platte und den Faraday-Rotator genau auf. Wenn an die Pockelszelle (EOM 2) im Resonator keine Spannung angelegt wird, ändert sich die Polarisationsrichtung des Seed-Pulses beim zweifachen Durchgang durch das $\lambda/4$ -Plättchen von waagrecht auf senkrecht, und der Puls wird vom Dünnschichtpolarisator (DP3) des Resonators reflektiert. Nun wird Spannung auf die Pockelszelle (EOM) gegeben, so dass die Wirkung des $\lambda/4$ -Plättchens aufgehoben wird, der Puls läuft damit solange im Resonator um, bis die Pockelszelle schließlich wieder spannungsfrei geschaltet wird. Beim nächsten Doppeldurchgang durch das $\lambda/4$ -Plättchen erhält der Puls wieder eine waagerechte Polarisation und kann den Dünnschichtpolarisator (DP3) passieren und den regenerativen Verstärker verlassen. Während der Umläufe im Resonator wird der Puls in der diodengepumpten Scheibe um den Faktor 10^6 bis 10^9 verstärkt. In der Separationseinheit wird die Polarisationsrichtung des Pulses mit dem Faradayresonator wiederum so gedreht, dass er vom Dünnschichtpolarisator (DP2) reflektiert wird und den Laser schließlich verlassen kann. Über den akustooptische Modulator (AOM) am Laserausgang kann die Ausgangsleistung sowie die Frequenz des Lasers variiert werden, ohne dabei den Betriebspunkt des Oszillators oder regenerativen Verstärkers zu verändern.

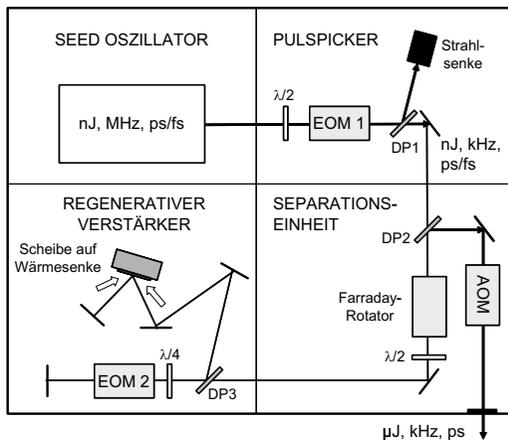


Bild 4-3: Prinzipieller Aufbau eines Ultrakurzpulslasers. Mit dem Pulspicker wird die Frequenz der im Oszillator erzeugten ultrakurzen Pulse reduziert und die zu verstärkenden Pulse werden in den regenerativen Verstärker geleitet, wo deren Pulsenergie von einigen nJ auf Werte bis zu einigen μ J angehoben wird. Anschließend werden die Pulse über die Separationseinheit ausgekoppelt.

4.3 Wechselwirkung mit Metallen

4.3.1 Energieeinkopplung

Vorraussetzung für den Materialabtrag ist die Energieübertragung vom Laserstrahl auf das Werkstück. Bei der Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Materialien mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften wird meist ein Anteil R der einfallenden Strahlung an der Grenzfläche reflektiert, während die verbleibende Energie in das Medium eindringen kann und dort absorbiert (Absorptionsgrad A), oder bei hinreichend dünnen Schichten auch transmittiert wird. Bei senkrechtem Strahleinfall kann der Reflexionsgrad R über die Gleichung

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (4.3)$$

aus den optischen Materialeigenschaften, nämlich dem Brechungsindex n und dem Absorptionsindex k , berechnet werden [62]. Die optischen Eindringtiefen für Metalle liegen im Bereich weniger Nanometer weshalb die Transmission in den meisten Anwendungen vernachlässigt werden kann. Der im Werkstück absorbierte Leistungsanteil kann aus R über

$$A = 1 - R \quad (4.4)$$

berechnet werden.

Die Absorption im Werkstück führt zu einer exponentiellen Schwächung der Strahlintensität entsprechend der Dämpfung einer elektromagnetischen Welle und wird durch das Beersche Gesetz

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad (4.5)$$

beschrieben [62], wobei die Stoffgröße α der Absorptionskoeffizient ist.

Die Strecke, auf der die Intensität auf den e-ten Teil abgeschwächt wird, wird als optische Eindringtiefe oder auch Absorptionslänge l_α bezeichnet:

$$l_\alpha = \frac{1}{\alpha} \quad (4.6)$$

Die Absorption der Laserstrahlung im Werkstück führt zu einer thermischen Erwärmung des Werkstücks. Dies kann durch die thermische Eindringtiefe oder auch Diffusionslänge

$$l_{th} = 2 \sqrt{\kappa \cdot \tau_H} \quad (4.7)$$

welche sich aus der Temperaturleitfähigkeit κ und der Pulsdauer τ_H berechnet, beschrieben werden.

Die Wärmeleitung im Material hat einen bedeutenden Einfluss auf das Abtragsverhalten, sowie die Ausdehnung einer wärmebeeinflussten Zone des Werkstoffs. Bei der Materialbearbeitung mit Nanosekunden-Pulsen kann zur Beschreibung der Wärmeleitung ein Gleichgewicht zwischen Elektronen- und Festkörpergittersystem angenommen werden, da die Pulsdauer wesentlich größer als die materialabhängige Thermalisierungszeit zwischen Elektronen- und Phononensystem ist. Diese Relaxationszeit liegt im Bereich weniger Pikosekunden [33]. Für Piko- und Femtosekunden-Pulse ist diese Annahme nicht mehr gerechtfertigt, d.h. der Festkörper befindet sich nicht im thermischen Gleichgewicht, da die Laserpulsdauer in der Größenordnung oder kleiner als die Relaxationszeit ist. Zur Beschreibung der Wärmeleitung kann das Zwei-Temperatur-Modell verwendet werden [33], auf das an dieser Stelle jedoch nicht näher eingegangen werden soll.

Die thermische Eindringtiefe während der Pulsdauer τ liegt für ps-Pulsdauern in der Größenordnung der optischen Eindringtiefe, die thermische Eindringtiefe ist somit durch die optische Eindringtiefe bestimmt.

4.3.2 Absorption in Abhängigkeit der Polarisation

Welcher Energieanteil eines einfallenden Laserstrahls über Absorption ins Werkstück eingekoppelt werden kann, ist maßgeblich für die Prozesseffizienz. Der Absorptionsgrad wird neben materialspezifischen Kennwerten dabei auch maßgeblich von anderen Faktoren wie dem Einfallswinkel und der Polarisation bestimmt, welche mit zunehmendem, gegen die Flächennormale gemessenem Einfallswinkel, bemerkbar wird [Bild 4-4]. Die Absorption für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht besitzt ein Maximum beim so genannten Brewsterwinkel und Minima bei 0° . Dahingegen ist für die senkrechte Komponente der Polarisation ein kontinuierlicher Abfall vom Höchstwert bei 0° zu verzeichnen. Bei für den Laserprozess relevanten Temperaturen ändern sich zwar die absoluten Werte, das prinzipielle Verhalten bleibt jedoch unverändert.

Neben der Temperatur hat auch die Wellenlänge des einfallenden Lichtes Einfluss auf das Absorptionsverhalten. So ist für Eisen festzuhalten, dass eine kürzere Wellenlänge im Allgemeinen eine höhere Absorption aufweist und sich das Brewstermaximum hin zu geringeren Einfallswinkeln verschiebt [62].

Für den Bearbeitungsprozess stellt die Laserwellenlänge zumeist einen gegebenen, unveränderbaren Parameter dar. Da sich die Absorptionswerte je nach Winkel für unterschiedliche Polarisationsrichtungen jedoch um bis zu 70% und mehr voneinander unterscheiden können, muss der Polarisation besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Die Polarisation ist damit für die Einkopplung an schrägen Flächen, wie es zum Beispiel bei einer konisch zulaufenden Bohrung oder an einer Schneidfront gegeben ist, ein wesentlicher Parameter. Für eine optimale Nutzung der zur Verfügung stehenden Laserenergie kann es daher erforderlich sein, die Polarisation entsprechend der gewünschten Bearbeitungsstrategie anzupassen und nachzuführen. Um den Prozess unabhängig vom Einfluss der Polarisation zu machen, bietet es sich an, mit zirkular polarisiertem Laserstrahl zu arbeiten.

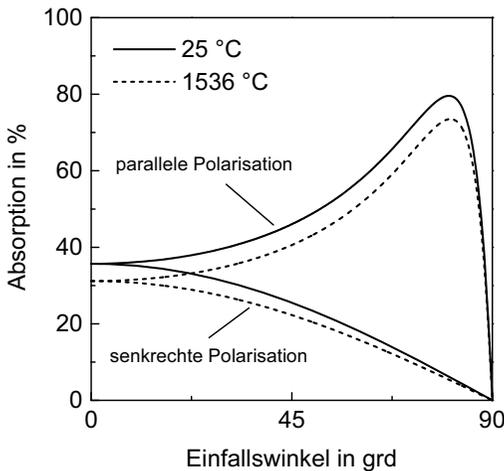


Bild 4-4: Winkel- und Polarisationsabhängigkeit der Absorption in reinem Eisen für Raum- und Schmelztemperatur bei einer Wellenlänge von 1,06 μm [62].

4.3.3 Zeitlicher Verlauf der Energieeinkopplung

Bei der Einstrahlung ultrakurzer Pulse auf ein metallisches Werkstück ist während der Pulsdauer lediglich ein starker Anstieg der Elektronentemperatur zu beobachten, während die Temperatur des Metallgitters zunächst nahezu unverändert bleibt. Die komplette Energie des Pulses wird nahezu ausschließlich an die schwach gebundenen Elektronen übertragen, wohingegen die schweren Atomrümpfe des Metallgitters optische Strahlung nicht direkt absorbieren können. Das Gitter erwärmt sich erst entsprechend der Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{ep} zeitlich verzögert durch Stöße mit den Elektronen, wodurch aus dem nichtthermischen Prozess ein thermischer Prozess wird. Dies führt zu einer Energieverteilung wie in Bild 4-5 dargestellt. Für Metalle wie Eisen liegt die Relaxationszeit im Bereich von etwa 0,5 ps, für Aluminium oder Kupfer liegt sie dagegen etwa ein bis zwei Größenordnungen höher. Mit der Energieübertragung an das Gitter setzt auch die Verdampfung ein, welche einen erheblichen Anteil der eingebrachten Energie dem Werkstück entzieht. Ein nicht zu vernachlässigender Energieanteil verbleibt dennoch im Werkstück.

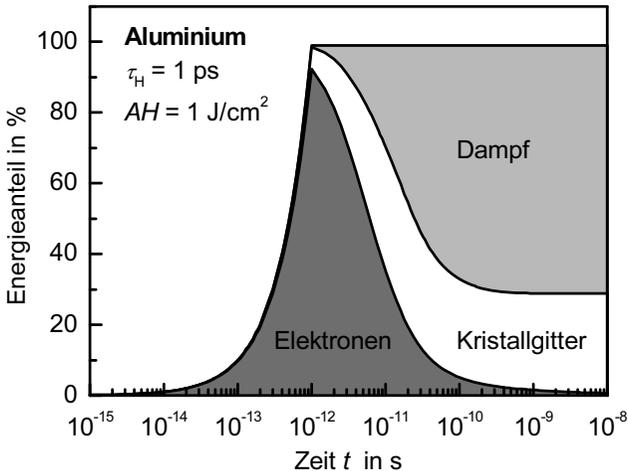


Bild 4-5: Zeitliche Entwicklung der im Elektronen- und Metallgittersystem, sowie im Dampf während der Absorption eines 1 ps langen Pulses (Absorbierte Energiedichte $AH = 1$ J/cm²) gespeicherten Energieanteile am Beispiel von Aluminium [63]. Entsprechend der Elektron-Phonon-Relaxationszeit setzt die Verdampfung erst nach einigen Pikosekunden ein und dauert bis in den Nanosekundenbereich.

Die Betrachtung zeigt, dass für ultrakurze Pulse die erwartete kalte Ablation nicht vollständig erfüllt wird. Das Gitter bleibt während des eingestrahelten Pulses zwar kalt, erreicht aber nach dem Puls hohe Temperaturwerte, die einen thermischen Abtrag zur Folge haben. Der Unterschied zwischen kurzer ($\tau_H \gg \tau_{ep}$) und ultrakurzer ($\tau_H < \tau_{ep}$) Wechselwirkung besteht daher im Wesentlichen darin, dass im Falle von kurzen (Nanosekunden) Pulsen die thermische Wechselwirkungszeit durch die Pulsdauer bestimmt wird, wohingegen sie bei ultrakurzen Pulsen durch die Materialeigenschaft in Form der Relaxationszeit bestimmt wird (Bild 4-6).

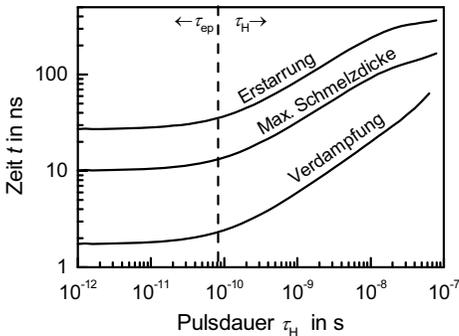


Bild 4-6: Charakteristische Zeiten für Verdampfung, Erstarrung und maximale Schmelzfildicke als Funktion der Pulsdauer τ_H ($H = 1 \text{ J/cm}^2$) für Aluminium [33]. Für Pulsdauern oberhalb der Elektron-Phonon Relaxationszeit τ_{ep} wird der Prozess maßgeblich durch die Pulsdauer τ_H bestimmt, für kürzere Pulsdauern ist dagegen eine materialabhängige Sättigung zu beobachten.

Dies bedeutet, dass mit einer Verkürzung der Pulsdauer hin zu ultrakurzen Pulsen zwar die thermische Belastung und damit die Tendenz zur Schmelz- und Gratbildung reduziert, aber dennoch nicht vollständig vermieden werden kann.

Wie aus Bild 4-7 hervorgeht, kann selbst bei ultrakurzen Pulsen eine Schmelzfilmdicke von $1 \mu\text{m}$ entstehen. Es sei hier allerdings angemerkt, dass für andere Materialien, wie beispielsweise Eisen, auf Grund der geringeren Relaxationszeit, der geringeren thermischen Eindringtiefe und der höheren Schmelztemperatur wesentliche geringere Werte für die Schmelzfilmdicke erwartet werden können. Die Schmelzfilmdicke lässt sich zudem durch Minimierung der Pulsenergie auf Werte knapp oberhalb der Abtragsschwelle reduzieren (siehe Bild 4-7 a), wobei damit erwartungsgemäß auch die Abtragsrate stark abnimmt (Bild 4-7 b). In dem dargestellten Beispiel ist der Effekt auf die Abtragsrate dabei um eine Größenordnung stärker als auf die Schmelzentstehung. In einer konkreten Anwendung bedarf es daher einer genauen Abwägung zwischen höchster Präzision auf Kosten einer sehr geringen Produktivität und einem relativ produktiven Materialabtrag mit tolerierbaren Abstrichen in der Präzision.

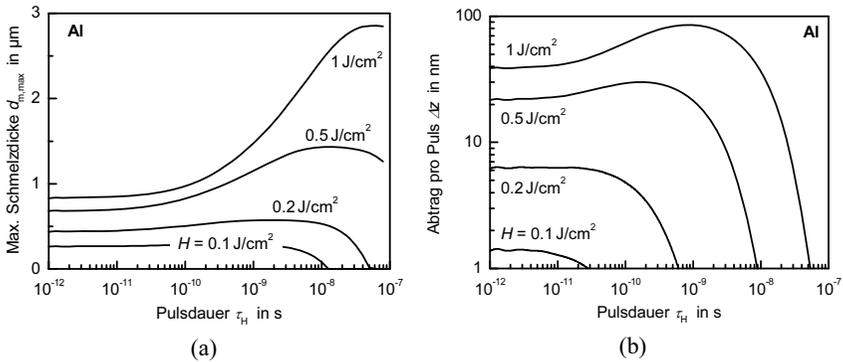


Bild 4-7: Berechneter Einfluss der Pulsdauer auf die maximale Schmelzfilmdicke (a) und die Abtragtiefe pro Puls (b) beim Abtragen von Aluminium [33]. Mit der Reduktion der Pulsdauer oder Energiedichte kann die Schmelzfilmdicke reduziert, aber auf Grund von Sättigungseffekten bei ultrakurzten Pulsen nicht vollständig vermieden werden.

4.4 Wechselwirkung mit der Atmosphäre

4.4.1 Laserinduzierte Plasmen

Ist die auf eine Bauteiloberfläche eingestrahlte Energiedichte ausreichend hoch, so setzt Verdampfen des Werkstoffes ein. Der abströmende Materialdampf tritt in Wechselwirkung mit der Laserstrahlung und wird, abhängig von der Wellenlänge, durch Absorption weiter aufgeheizt. Die Temperatur des Materialdampfes steigt dadurch weiter an, bis es zur Ionisierung des Materialdampfes und schließlich zur Bildung eines Plasmas kommt.

Für die Entstehung laserinduzierter Plasmen durch Absorption des Laserlichts im Materialdampf ist hauptsächlich die Bildung freier Ladungsträger durch Ionierungsprozesse und die s.g. inverse Bremsstrahlung verantwortlich. Bei der Einzel- und Multiphotonenionisierung ist die Energie der Laserphotonen ausreichend hoch, um Elektronen (Primärelektronen) aus den Materialdampfpartikeln oder -molekülen abzuspalten. Diese Elektronen können dann u.a. die Grundlage für die inverse Bremsstrahlung bilden. Unter inverser Bremsstrahlung wird die Umwandlung von Photonenenergie in kinetische Energie von Ladungsträgern (meist freie Elektronen, Sekundärelektronen)

verstanden. Im Materialdampf vorhandene Primär- oder Sekundärelektronen werden im elektrischen Feld des Laserstrahls beschleunigt und erzeugen durch Stoßionisation mit neutralen Dampfteilchen wiederum freie Elektronen. Durch deren erneute Beschleunigung im elektromagnetischen Feld des Lasers kommt es zu einer lawinenartigen Elektronenvervielfachung. Mit steigender Elektronendichte wächst auch der Absorptionskoeffizient des Plasmas. Laserstrahlung mit kurzer Wellenlänge wird allerdings vom Plasma weitaus weniger absorbiert als langwellige Strahlung [64].

Durch die Wärmeleitung zwischen Plasma und Umgebungsgas kommt es zur Ausbildung laserinduzierter Absorptionswellen (LSA-Wellen). Je nach Intensität der Laserstrahlung können diese gasdynamischen Vorgänge zwei unterschiedliche Erscheinungsformen annehmen [36].

LSC-Welle (laserinduzierte Verbrennungswelle)

Laserinduzierte Verbrennungswellen entstehen bei geringen Intensitäten. Die Absorptionslänge liegt im Bereich der Plasmaausdehnung. Eine vollständige Plasmaabschirmung tritt nicht ein. Die Wellen bewegen sich unabhängig vom Einfallswinkel der Laserstrahlung mit Unterschallgeschwindigkeit senkrecht von der Werkstückoberfläche weg.

LSD-Welle (laserinduzierte Detonationswelle)

Zur Entstehung von LSD-Wellen kommt es bei sehr hohen Intensitäten, indem ausgehend vom Materialdampfplasma auch eine Ionisierung des Umgebungsgases einsetzt. Es entsteht eine dünne, stark absorbierende, Plasmaschicht. Die LSD-Wellen bewegen sich mit Überschallgeschwindigkeit in Richtung des einfallenden Laserstrahls von der Materialoberfläche weg. Das Werkstück wird dadurch beim Auftreten einer LSD-Welle vollständig von der Laserstrahlung abgeschirmt [36, 64].

Durch Rayleighstreuung an ultrafeinen Partikeln (Materialclustern) im Materialdampf treten neben der Plasmaabsorption weitere Verluste auf. Typische Clustergrößen liegen, abhängig vom Umgebungsdruck, bei 10 bis 100 nm. Der Intensitätsverlust der Laserstrahlung verhält sich dabei umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge [64, 65]:

$$\frac{I_{\text{Streu}}}{I} \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (4.8)$$

Dies bedeutet, dass ein Strahl mit kurzer Wellenlänge deutlich größere Streuverluste erfährt als ein Strahl mit längerer Wellenlänge. Die Verluste durch inverse Bremsstrahlung verhalten sich jedoch genau gegensätzlich dazu (s.o.).

4.4.2 Luftdurchbruch und Conical Emission

Im Gegensatz zu längeren Pulsen wird bei Pulsen der Dauer von Femtosekunden und wenigen Pikosekunden davon ausgegangen, dass die Zeitdauer zu kurz ist, als dass es zu einer Wechselwirkung des Laserpulses mit dem von ihm erzeugten Materialdampfplasma kommen kann. Trotzdem bewirken die sehr hohen Intensitäten eines fokussierten ultrakurzen Pulses eine Reihe von Wechselwirkungsphänomenen des Pulses mit der umgebenden Atmosphäre, welche durchaus Auswirkungen auf das Bearbeitungsergebnis haben können. Im Wesentlichen sind hierbei das Phänomen des optischen Luftdurchbruches und die Conical Emission zu nennen, die im Folgenden kurz beschrieben werden sollen. Für eine detaillierte Betrachtung sei auf [66] verwiesen, worin die verschiedenen Phänomene eingehend untersucht und beschrieben sind.

Luftdurchbruch

Kommt es zur Ionisierung und Plasmazündung der Umgebungsluft auch ohne Vorhandensein eines Werkstücks, so spricht man vom Luftdurchbruch. Voraussetzung hierfür ist eine hinreichend hohe Intensität, etwa zwei Größenordnungen höher als zur Zündung eines Metalldampfplasmas, wie dies bei der Fokussierung eines ultrakurzen Laserpulses gegeben ist. Der Luftdurchbruch geht einher mit einem Energieverlust des Laserpulses, d.h. die Energie des Laserpulses nach dem Luftdurchbruch ist geringer als vor dem Luftdurchbruch. Die Analyse der Stosswellen laserinduzierter Luftdurchbrüche verschiedener Pulsdauern zeigt, dass diese auch noch einige 10 ns nach Ihrer Entstehung vorhanden sind und eine Ausdehnung von bis zu mehreren Millimetern haben können [66]. Der daraus berechnete Energieinhalt beträgt dabei bis zu 15 % der Pulsenergie eines 120 fs Pulses, 3 % für einen 500 fs Puls und 2 % für einen 1 ps Puls [66, 67].

Conical Emission

Der optische Luftdurchbruch bei ultrakurz gepulster Laserstrahlung steht zugleich in Verbindung mit einigen nichtlinearen Phänomenen, welche zu einer starken Aufweitung des Laserstrahls im Fernfeld nach dem Fokus führen [66, 67]. Dieser Effekt wird als Conical Emission (CE) bezeichnet (Bild 4-8). Bemerkenswert ist, dass die Entstehung der Aufweitung einige hundert Mikrometer vor dem eigentlichen Fokus beginnt,

wodurch sich die bestrahlte Wechselwirkungszone, eine Bearbeitung im oder nahe des Fokus vorausgesetzt, gegenüber einem unbeeinflussten Laserstrahl deutlich erhöhen kann. Wesentlich ist dabei, dass die gestreute Strahlung einen erheblichen Anteil der Pulsenergie beinhalten und damit das Bearbeitungsergebnis maßgeblich beeinflussen kann. Eine signifikante Reduzierung des Streueffekts ist durch die Verwendung längerer Pulsdauern aber auch durch den Einsatz von Helium, welches das Ionisationspotenzial herabsetzt, möglich [68].

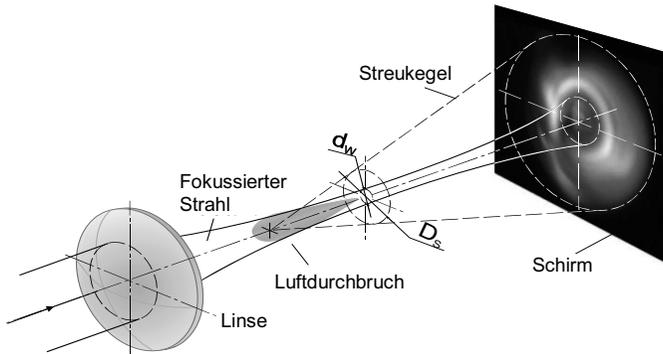


Bild 4-8: Schematische Darstellung der Auswirkung von Conical Emission. Die Energiedichte im fokussierten Strahl nimmt bereits vor dem Fokus ausreichend hohe Werte an und bewirkt eine nichtlineare Wechselwirkung mit der Atmosphäre, welche zu einer konischen Streuung des Laserstrahls führt. Der Streukegel ist dabei wesentlich größer als die ursprüngliche Strahldivergenz [69].

4.4.3 Einfluss von Stoßwellen und Materialdampf

Die starke Wechselwirkung ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit der Atmosphäre führt zu der Vermutung, dass das Vorhandensein von Materialdampfwolken während der Bearbeitung, insbesondere wenn es bei hohen Pulswiederholraten zur Akkumulation von ablatiertem Material kommt, den Laserstrahl weiter verschlechtern. In der Tat konnten nachgewiesen werden, dass diese Plasma bezogenen Effekte einen signifikanten Einfluss auf den Laserprozess haben, wenn nicht sogar eine Limitierung hinsichtlich der Bearbeitungsqualität für das Laserabtragen bei hoher Repetitionsrate darstellen [66, 68, 70].

Der Einfluss von Stoßwellen und des abströmenden Materialdampfs wird anhand der in Bild 4-9 dargestellten Resonanzabsorptionen für verschiedene Pulsdauern

deutlich. Oberhalb der primären sphärische Stossfront, die sich radial von der Ablationszone ausbreitet und für alle Pulsdauern in etwa gleich stark ausgeprägt ist, kann eine zweite Stosswelle beobachtet werden, welche mit einem Luftdurchbruch in Verbindung gebracht werden kann und daher wesentlich stärker für Pulse von kürzerer Dauer ausgeprägt ist. Der Materialdampf nimmt für längere Pulse eine eher symmetrische pilzförmige Gestalt an, während mit abnehmender Pulsdauer die Turbulenzen zu stark werden, um eine gleichmäßige Ausbildung zu ermöglichen.

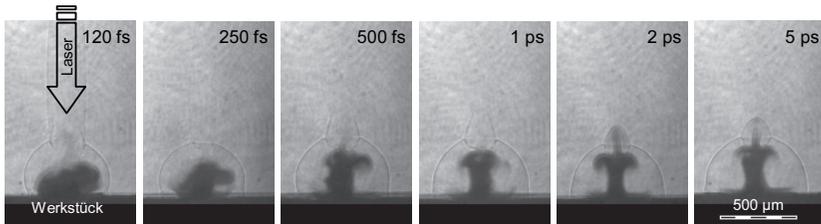


Bild 4-9: Ablationswolken oberhalb eines Aluminium Werkstücks nach der Bestrahlung mit einem einzelnen Laserpuls unterschiedlicher Pulsdauer. Die Bilder wurden etwa 100 ns nach Ende des Bearbeitungspulses aufgenommen. (Laser Parameter: $\lambda = 800$ nm, $H = 280$ J/cm², $M^2 = 1.5$, $d_r = 15$ μm, $z_r = 0$ μm) [71].

Für die Materialbearbeitung wesentlich ist jedoch die Frage, wie sich Materialdampf und Stosswelle über mehrere Pulse hinweg verhalten. Während sich die hemisphärische Stosswelle auch nach hundert Pulsen nur wenig verändert [66, 67], zeigen sich deutliche Unterschiede sowohl in Form und Ausbreitung der Dampfwolke, als auch in der Intensität des Luftdurchbruches. Die Materialdampf wolke wird auch bei längeren Pulsdauern mehr und mehr turbulent, vermischt sich zunehmend mit dem Atmosphären gas, und die in Bild 4-9 klar erkennbaren Ränder des Materialdampfes verschwimmen damit zunehmend. Die Pulswiederholrate, so haben Untersuchungen im Bereich von 1 Hz bis zu 1 kHz gezeigt, besitzt erstaunlicher Weise nur einen sehr geringen Einfluss auf das Verhalten von Materialdampf und Stosswelle [66].

Aus Aufnahmen der Dampf wolke beim Einzelpulsabtrag zu verschiedenen Zeitpunkten konnte auch nach mehreren Millisekunden nach Ende des Pulses eine große Dampf wolke oberhalb des Werkstückes nachgewiesen werden [66]. Die Aufnahmen in Bild 4-10 zeigen, dass die Dampf wolke zunächst relativ kompakt bleibt, sich aber von der Werkstückoberfläche weg bewegt und sich unmittelbar über dem Werkstück sogar eine materialdampf freie Zone ausbildet. Zwei Millisekunden nach Pulsende besitzt die Dampf wolke eine Ausdehnung von mehreren Millimetern, wobei ihre Dichte jedoch noch nicht signifikant abgenommen hat. Werden mehrere Pulse hintereinander auf das

Werkstück eingestrahlt, so ist zwar eine Vergrößerung der Dampfwolke nicht jedoch eine nennenswerte Zunahme in der Dichte zu beobachten [66, 67, 71].

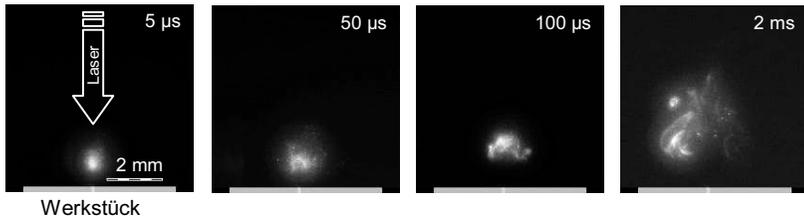


Bild 4-10: Expansion des Materialdampfes mit zunehmender Zeit nach Pulsende für den Einzelpulsabtrag von Aluminium. (Laser Parameter: $\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau_{\text{H}} = 500 \text{ fs}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, $M^2 = 1.5$, $d_f = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $z_f = 0 \text{ }\mu\text{m}$) [71].

4.5 Wechselwirkungsphasen beim Laserbohren

Das grundlegende Wissen um die Bildung und Entstehung der Bohrkapillare beim Laserbohren stellt einen elementaren Baustein in der Beurteilung und Interpretation des Bohrergebnisses dar. Für das Laserbohren mit Pulsen im Nanosekundenbereich und länger sind die phänomenologischen Zusammenhänge bereits sehr gut verstanden und in Form eines Bohrmodells, welches auch als „Hirschegg-Modell“ bezeichnet wird, beschrieben [34, 72].

Der Prozess der Bohrlochausbildung kann abhängig von der Bohrlochtiefe und Pulszahl, in verschiedene Phasen unterteilt werden, die jeweils durch eine charakteristische Abtragsrate gekennzeichnet sind. Es sei hier darauf hingewiesen, dass immer, wenn Bohr- und Abtragsraten diskutiert werden, das lineare Vordringen der Bohrspitze und nicht der Volumenabtrag betrachtet wird.

In Phase I, die Phase der planaren Ablation, welche in der Regel nur die ersten wenigen Pulse umfasst, ist die höchste Abtragsrate zu verzeichnen [72, 73]. Ausreichende Energiedichte vorausgesetzt, wird die planare Ablation vorwiegend durch die Absorptionslänge bestimmt. Bereits nach wenigen Pulsen ist der Ablationsbereich teilweise mit geringfügigen Ablagerungen bedeckt, welche die Energieeinkopplung in die Bauteiloberfläche erhöhen können, was insbesondere bei der Bearbeitung von Keramiken eine entscheidende Rolle spielt [74]. Hinreichend hohe Intensitäten vorausgesetzt, ist während dieser Phase ein kugelförmiges Plasma an der Bauteiloberfläche zu beobachten.

Mit fortschreitender Prozesszeit wandert die Abtragsfront in die Tiefe, und es beginnt sich eine Bohrkapillare mit konischer Bohrspitze auszubilden (Phase II).

Die mit der Ausbildung der Bohrlochkapillare einhergehende Veränderung der Topographie wirkt sich in vielfältiger Weise auf den Bohrfortschritt aus (Bild 4-11).

Die bestrahlte Oberfläche nimmt zu womit eine lokale Abnahme der Energiedichte verbunden und somit ein Rückgang der Abtragsrate zu erwarten ist. Gleichzeitig kommt es jedoch zu einer Selbstfokussierung durch Vielfachreflexion, was die Ausbildung einer Bohrspitze im Bohrungsgrund noch verstärkt. Während in Phase I des Bohrprozesses eine eindimensionale Betrachtung der Wärmeleitungseffekte hinreichend ist in Phase II eine dreidimensionale Betrachtung notwendig. Im Bereich der Bohrlochspitze kommt es zu einem höheren Energieverlust durch Wärmeleitung wodurch sich der Bohrprozess insbesondere bei sehr filigranen Bohrungen verlangsamt.

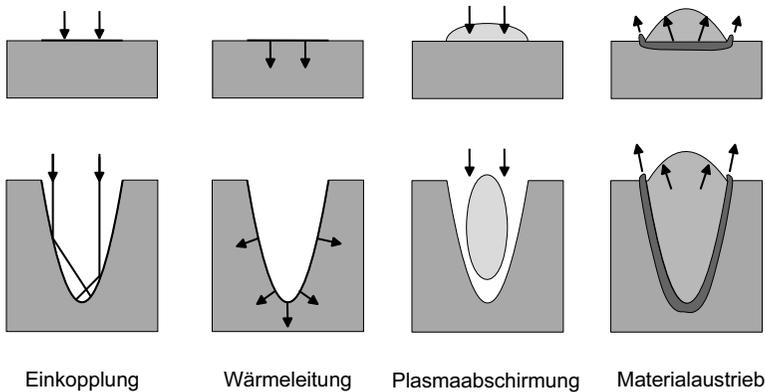


Bild 4-11: Geometrische Einflussfaktoren auf die Bohrlochausbildung [35].

Die Ausbildung von Plasmen hat ebenfalls Einfluss auf den Verlauf des Bohrfortschritts und die Morphologie der Bohrkapillare. Zur Bildung eines wie in Kapitel 4.4.2 beschriebenen Luftdurchbruchs ist in der Regel eine um zwei Größenordnungen höhere Intensität erforderlich als beispielsweise zur Ausbildung eines Metaldampfplasmas. Die notwendige Schwellintensität ist zusätzlich von der Wellenlänge, der Wechselwirkungszeit und den Umgebungsbedingungen, wie der Anzahl von Startelektronen abhängig. Bild 4-12 verbildlicht die unterschiedlichen Regionen, in denen die verschiedenen Plasmaarten erwartet werden können.

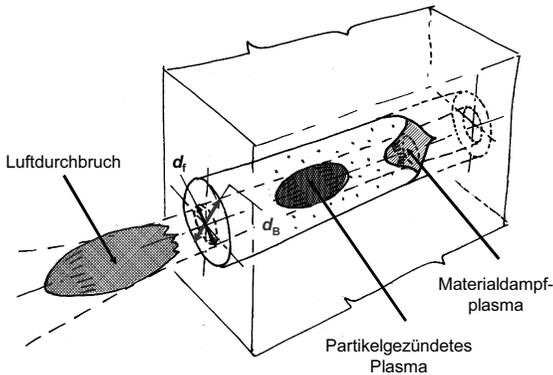


Bild 4-12: Graphische Veranschaulichung möglicher Arten von Plasmen, welche während des Laserbohrns entstehen können [75].

Der Luftdurchbruch, auch Atmosphärenplasma genannt, entsteht in der Nähe der Stelle höchster Intensität, was dem Fokus entspricht. Das Vorhandensein eines Werkstücks erleichtert den Vorgang, ist jedoch nicht zwingend erforderlich. Ein Materialdampfplasma kann dagegen nur entstehen, wenn auch Materialdampf gegenwärtig ist, was nahe der durch den Laserstrahl erhitzten Oberfläche der Fall ist. Die maximale Entfernung von der Oberfläche ist dabei durch das Produkt aus Expansionsgeschwindigkeit und Pulsdauer gegeben. Bei einer in etwa realistischen Geschwindigkeit von 10^4 m/s² bereitet sich der Dampf innerhalb einer Pikosekunde um lediglich 10 nm aus.

Die dritte Art von Plasma, welches in einigem Abstand zum Grund der Bohrlochkapillare entsteht, ist wiederum ein Atmosphärenplasma, dessen Zündung durch Materialpartikel begünstigt wird, die nach Ende des vorangegangenen Pulses in der Bohrkapillare noch gegenwärtig sind. Die erforderliche Aktivierungsenergie ist geringer als beim reinen Luftdurchbruch, und die Entstehung ist auch in großem Abstand zum Bohrungsgrund möglich.

Allen Plasmen ist gemein, dass sie in starkem Maße Laserstrahlung absorbieren, wodurch der den Bohrungsgrund erreichende Energieanteil verringert und demzufolge die lineare Bohrrate verlangsamt wird. Der im Plasma absorbierte Energieanteil ist jedoch nicht zwingender Weise für den Bohrprozess verloren. Sofern sich das Plasma innerhalb der Bohrung befindet, wird ein großer Anteil der Energie durch konvektive Wärmeleitung an die Bohrungswand übertragen. Während der Laserstrahl als primäres Werkzeug in Strahlausbreitungsrichtung wirkt, kann das Plasma als zusätzliches sekundäres Werkzeug betrachtet werden, welches in radialer Richtung wirkt, die Bohrkapillare damit aufweitet und zugleich eine Glättung der Bohrungswand bewirkt.

Die Ausbildung von Atmosphärenplasmen lässt sich durch die Zusammensetzung der Atmosphäre beeinflussen. Generell gilt, dass Gase mit hohem Ionisationspotenzial wie beispielsweise Helium, die zur Zündung erforderliche Schwellintensität erhöhen und somit Plasmaeffekte reduzieren. Der effektivste Ansatz zur Unterdrückung von Plasmen ist jedoch die Anzahl an Partikeln, welche ionisiert werden können, durch Reduktion des Umgebungsdruckes zu verringern.

Der Austrieb von schmelzflüssigem und dampfförmigem Material aus dem Bohrloch wird durch Druckgradienten innerhalb der Bohrkapillare bestimmt. Es ist offensichtlich, dass die Geometrie der Kapillare starken Einfluss auf den Schmelzaustrieb hat und der Schmelzaustrieb gegenüber der planaren Ablation (Phase I) zu Beginn der Bohrung mit zunehmender Kapillartiefe generell erschwert ist. Der komplette Austrieb der Schmelze aus der Bohrung durch den mit einem einzelnen Puls erzeugten Dampfdruck ist nicht möglich. Vielmehr kann der Schmelzaustrieb als ein dünner Schmelzfilm betrachtet werden, der mit jedem einfallenden Puls ein Stück weiter entlang der Bohrungswand in Richtung Bohrungsausstritt befördert wird. Zusätzlich ist bei der Entstehung eines partikelgezündeten Plasmas innerhalb der Bohrkapillare der Druck lokal deutlich erhöht wodurch sich kurzzeitig sogar Druckgradienten ausbilden können, welche den Materialfluss in Richtung Bohrungsgrund erzwingen und damit den Schmelzaustrieb erschweren.

Welcher der oben genannten Mechanismen die Abtragsrate eines gegebenen Bohrprozesses nachhaltig reduziert, hängt letztendlich von den Prozessparametern ab. Bei Intensitäten, die zu gering sind um ein Plasma zu bilden, sind nur geometrische Effekte zu erwarten. In diesem Fall deckt sich der Bohrungseintritt in etwa mit dem Fokusedurchmesser. Das Vorhandensein von Plasma weitet die Bohrkapillare und verringert demzufolge den Einfluss geometrischer Effekte.

An Phase II schließt sich eine Bohrphase mit konstanter Bohrrate (Phase III). Bei ausreichender Leistung bleibt die Bohrrate trotz der mit zunehmender Bohrtiefe zu erwartenden Verluste durch Wandabsorption infolge der Mehrfachreflexion des Strahls auf seinem Weg zum Bohrungsgrund über einen weiten Bohrtiefenbereich nahezu konstant. Die Ursache ist in dem mit abnehmender Leistung an der Bohrungsspitze ansteigenden Transmissionsgrad des Plasmas begründet, der damit für eine in etwa gleich bleibende transmittierte Leistungsdichte sorgt. Das Plasma wirkt somit als Regler für die Bohrrate [34, 72]. Zudem kommt es nicht mehr zu gravierenden Änderungen der Geometrie der Bohrkapillare, wodurch die in Phase II dominanten geometrischen Effekte in den Hintergrund treten [72]. Mit kürzeren Pulsen sind in dieser Phase höhere Bohrraten feststellbar, da nur ein kleinerer Zeitanteil der Pulslänge durch das sich

während des Pulses aufbauende Plasma abgeschnitten wird [34]. Gegenüber den ersten beiden Phasen ist Phase III durch moderate Abtragsraten gekennzeichnet.

Der Übergang in die abschließende Phase IV ist durch einen instabilen Bohrprozess mit abnehmender Bohrrate gekennzeichnet. Die im Borhungsgrund ankommende Energiedichte ist durch Vielfachreflexion an den Wänden bereits so stark abgeschwächt, dass sich die Polarisationsabhängigkeit der Reflexion bemerkbar macht. Senkrecht polarisierte Teilstrahlen werden stärker reflektiert als parallel polarisierte Teilstrahlen. Während in der Ausbreitungsrichtung des elektromagnetischen Feldes der Abtragsprozess noch stattfindet, nimmt der Abtrag in der senkrecht dazu liegenden Ebene ab. Dies kann zu einer Auswanderung der Bohrlochachse oder zu einer elliptischen Ausbildung des Bohrlochquerschnitts im unteren Bereich der Bohrung führen [34, 72, 74]. Reicht die an der Bohrlochspitze ankommende Energiedichte für eine Verdampfung des Werkstoffes und damit für einen Materialabtrag nicht mehr aus, kommt es schließlich zum Erliegen des Bohrprozesses.

5 Versuchseinrichtung / systemtechnische Aspekte

5.1 Anlagentechnik

Um den in der Mikromaterialbearbeitung bestehenden hohen Präzisionsanforderungen gerecht zu werden, ist nicht nur ein präziser Abtragsprozess selbst erforderlich, vielmehr muss die gesamte Bearbeitungsanlage gewisse Maßgaben erfüllen, um Bohrungen punktgenau und reproduzierbar einbringen zu können. Einerseits sind hierzu ein hochpräzises Achssystem für das Bauteilhandling und gegebenenfalls spezielle Bohroptiken für das Strahlhandling erforderlich, andererseits erfordert die Tatsache, dass Laserstrahlen mit sehr hohen Pulsspitzenleistungen, von bis zu 10^{10} W, nicht über Glasfasern transportiert werden können, ein solides und thermisch stabiles Strahlführungssystem.

Bedingt durch die Vielzahl verschiedener Strahlquellen kamen bei den experimentellen Untersuchungen unterschiedliche Bearbeitungsanlagen zum Einsatz, wobei deren Aufbau und Spezifikation nur geringfügig voneinander differiert. Bild 5-1 zeigt exemplarisch den prinzipiellen Aufbau einer der eingesetzten Anlagen.

Basis der Anlage stellt eine Granitplatte dar, welche auf passiven Luftdämpfern aufliegt und von einem massiven Unterbau getragen wird. Fest mit dieser Grundplatte verbunden befinden sich das Lasersystem, verschiedene Elemente des Strahlführungssystems (Teleskop, Umlenkspiegel) sowie ein x-y-Achssystem mit aufgesetztem Drehtisch. Ein senkrecht auf der Grundplatte stehendes Granitportal trennt den Laserraum vom Anlagenraum und trägt die z-Achse zur Fokuslagenpositionierung, an der wahlweise eine konventionelle Fokussieroptik oder ein Scannersystem befestigt werden kann. Alternativ kann, wie in Bild 5-1 gezeigt, auch eine Wendelbohroptik am Portal befestigt werden. Die gesamte Anlage ist von einer Kabine umgeben, wobei der Bearbeitungsprozess über ein Strahlschutzfenster beobachtet werden kann. Zusätzlich besteht die Möglichkeit hinter einem der wellenlängenselektiven Umlenkspiegel eine Beobachtungskamera anzubringen, um die Positionierung des Werkstücks vornehmen zu können.

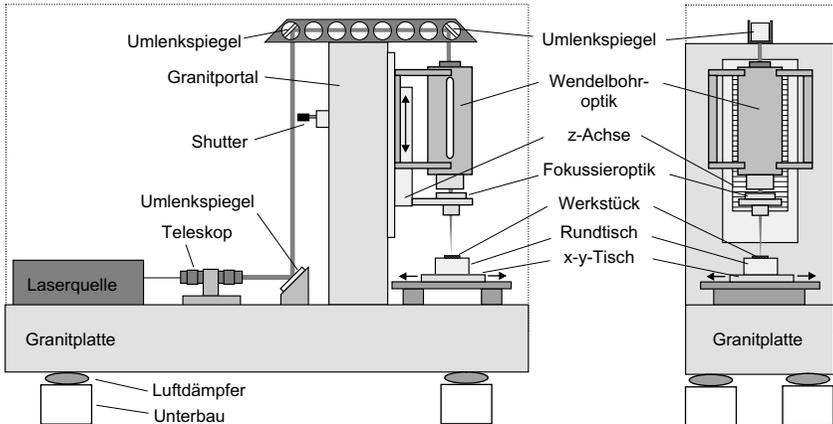


Bild 5-1: Prinzipieller Aufbau einer Anlage für die Mikromaterialbearbeitung mit Lasern.

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die für eine Mikrobohranlage wesentlichen Elemente näher beschreiben und die in den Versuchen verwendeten Komponenten vorgestellt.

5.1.1 Positioniersysteme

Um die in Kapitel 2.2 aufgestellten Forderungen an Präzisionsbohrungen erfüllen zu können, sind hochpräzise Positioniersysteme erforderlich, welche eine Positioniergenauigkeit im Raum von unter $10\ \mu\text{m}$ gewährleisten können. Je nach Anzahl der in einer Anlage zusammen kombinierten Achsen bedeutet dies, dass die einzelnen Achsen Positioniergenauigkeiten im Sub-Mikrometerbereich aufweisen müssen. Neben der Positioniergenauigkeit des Achssystems kommt jedoch auch der Bahngenauigkeit und vor allem der Wiederholbarkeit eine entscheidende Bedeutung zu. Zumeist sind diese Anforderungen nur durch luftgelagerte Achssysteme zu erfüllen [76].

Für die experimentellen Untersuchungen kamen insgesamt drei verschiedene Bearbeitungsanlagen zum Einsatz. Das Positioniersystem bestand im Grundaufbau jeweils aus einem luftgelagerten x-y-Tisch und einer, abgesehen von einer Ausnahme, ebenfalls luftgelagerten z-Achse. In Tabelle 5-1 sind die wichtigsten Daten der Positioniersysteme aufgeführt. System 2 ist zusätzlich durch eine luftgelagerte Drehachse erweiterbar und System 3 verfügt sowohl über eine zusätzliche Schwenkachse als auch über

eine zusätzliche Drehachse. Die Positionserfassung der einzelnen Achsen erfolgt mittels hochauflösender Glasmaßstäbe. Angesteuert werden die Achsen über eine übergeordnete CNC-Steuerung. Da alle Achssysteme die für die Untersuchungen benötigten Genauigkeiten besitzen, wird nachfolgend nicht mehr zwischen den einzelnen Achssystemen unterschieden.

	Achsen	Verfahrweg	Verfahr- geschwindigkeit	Auflösung	Positionier- genauigkeit
System 1	x-y-Achse	100 mm	64 mm/s	200 nm	$\pm 1 \mu\text{m}$
	z- Achse	200 mm	5 mm/s	100 nm	$\pm 1 \mu\text{m}$
System 2	x-y-Achse	250 mm	26 mm/s	100 nm	$\pm 1 \mu\text{m}$
	z- Achse	200 mm	2,2 mm/s	100 nm	$\pm 1 \mu\text{m}$
	Drehachse	endlos	15 s^{-1}	-	-
System 3	x-y-Achse	200 mm	200 mm/s	10 nm	$\pm 0,5 \mu\text{m}$
	z- Achse	200 mm	4,2 mm/s	10 nm	$\pm 0,5 \mu\text{m}$
	Schwenkachse	-90° bis $+120^\circ$	$200 \text{ }^\circ/\text{s}$	$0,001^\circ$	$0,01^\circ$
	Drehachse	endlos	10 s^{-1}	$0,001^\circ$	$0,015^\circ$

Tabelle 5-1: Technische Daten der eingesetzten Positioniersysteme.

5.1.2 Erzeugung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück

Im Gegensatz zum Einzelpuls- und Perkussionsbohren erfordert die Technik des Wendelbohrens (s. Kapitel 3.1.2) eine hochdynamische und präzise Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück, welche entweder durch ein Verfahren des Werkstücks oder mittels Bewegung des Laserstrahls erfolgen kann.

Bei ersterem kann die kreisförmige Bewegung des Werkstücks durch eine gesteuerte Bewegung zweier gekoppelter Linearachsen in der x-y-Ebene oder durch die Rotation des kompletten Werkstückes, in Hinblick auf den Wendelradius, um eine gegenüber

dem Bohrungsmittle versetzte Achse erfolgen. Auf Grund der geforderten Präzision und Dynamik der Rotationsbewegung erscheint der Einsatz von Linearachsen nicht sinnvoll und wird in der Praxis auch nicht angewandt. Dagegen kann jedoch mit der Verwendung von hochpräzisen und schnell drehenden Rotationsachsen das Potenzial des Wendelbohrens voll ausgeschöpft werden. Allerdings stößt dieses Verfahren schnell an seine Grenzen, wenn größere oder komplex geformte Bauteile präzise positioniert und mit mehreren hundert Umdrehungen pro Minute gedreht werden müssen.

Der Ansatz, die erforderliche Relativbewegung durch eine gezielte Ablenkung des Laserstrahls herbeizuführen scheint demzufolge viel aussichtsreicher zu sein. Sehr häufig werden hierzu Spiegelscanner und neuerdings auch speziell für das Präzisionsbohren entwickelte Wendelbohroptiken eingesetzt. Beide Konzepte wurden für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuche verwendet und sind im Folgenden näher erklärt.

5.1.2.1 Spiegelscanner

Bei Spiegelscannern wird der vom Laser kommende Rohstrahl in der gängigsten Anordnung durch zwei getrennt voneinander kippbare Spiegel abgelenkt und anschließend durch eine Linse auf das Werkstück fokussiert. In Folge der relativ geringen Abmessungen und des vergleichsweise kleinen Gewichts können die Spiegel sehr schnell bewegt werden und damit den Laserstrahl auf jeden beliebigen Punkt des Bild-

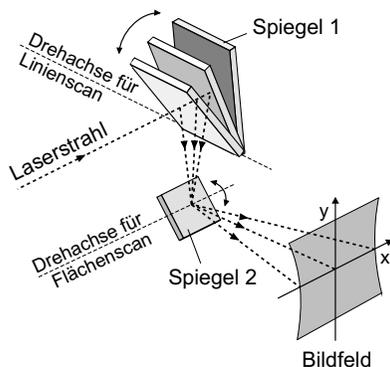


Bild 5-2: Grundprinzip der Strahlablenkung bei einem Spiegelscanner. Das Bildfeld wird durch die Verkippung der Spiegel 1 und 2 entlang zweier senkrecht zueinander stehender Achsen erzeugt.

feldes positionieren (Bild 5-2). Die Größe des Bildfeldes wird dabei durch den maximal möglichen Scanwinkel und durch die Brennweite des Objektivs bestimmt.

Entsprechend der Erzeugung der Spiegelbewegung, kann zwischen Galvanometer-Scanner, Piezo-Scanner, Torsionsband-Scanner und Torsionsstabschanner unterschieden werden [77]. Aufgrund der Anregungstechniken unterscheiden sich die Systeme im Wesentlichen in den maximal möglichen Kippwinkeln und Kippfrequenzen der Spiegel sowie der erzielbaren Genauigkeit (Tabelle 5-2).

	max. Spiegel-Kippwinkel	max. Kippfrequenz
Piezo-Scanner	2°	bis über 40 kHz
Torsionsband-Scanner	30°	5 Hz – 1 kHz
Torsionsstab-Scanner	1,5 – 20°	100 Hz – 16 kHz
Galvanometer-Scanner	30°	bis über 20 kHz

Tabelle 5-2: Kippwinkel und Kippfrequenz verschiedener Spiegelschanner [77].

Die in der Mikromaterialbearbeitung am häufigsten eingesetzten Galvanometerschanner zeichnen sich große Kippwinkel bei gleichzeitig hohen Frequenzen aus, wobei Spiegelflächen bis zu einigen cm² möglich sind. Mit zunehmender Frequenz nehmen jedoch Kippwinkel und mögliche Spiegelgröße ab. Innerhalb dieser Grenzen verhält sich der Galvanometerschanner jedoch analog-linear, d. h. die Spiegelposition folgt einem beliebigen Eingangssignal bezüglich Frequenz, Amplitude und Kurvenform. Beim Einsatz eines Scanners, bestehend aus einem Zwei-Spiegelsystem, müssen jedoch folgende drei Effekte Beachtung finden:

- Die mit wachsendem Scanwinkel von Spiegel 1 größer werdende Strecke, welche der Strahl zwischen Spiegel 1 und dem Bildfeld zurückzulegen hat, führt zu der in Bild 5-3 dargestellten Verzerrung des Bildfeldes
- Die während einer Kippung auf dem Bildfeld abgescannte Strecke ist nicht direkt proportional zum Scanwinkel selbst, sondern zu dessen Tangens, wodurch auch die Winkelgeschwindigkeit des jeweiligen Galvanometerscanners nicht direkt proportional zur Scangeschwindigkeit auf dem Bildfeld ist.
- Bei der Fokussierung des abgelenkten Laserstrahls mit einer einfachen Linse beschreibt die Fläche, auf die der Strahl fokussiert wird, eine Kugelschale um

die Linse. Auf einer planen Bildfeldebene entstehen dadurch Spottedurchmesser unterschiedlicher Größe.

Die beiden zuletzt genannten Effekte können durch den Einsatz eines F-Theta-Objektivs, welches einen zur optischen Achse parallelen Hauptstrahlenverlauf erzeugt, vermieden werden [77]. F-Theta-Objektive führen jedoch zu einer tonnenförmigen Verzerrung des Bildfeldes (Bild 5-3 (b)), was in Überlagerung mit der ursprünglichen Verzerrung (Bild 5-3 (a)) eine tonnen-kissenförmige Verzerrung des Bildfeldes hervorruft (Bild 5-3 (c)). Bei der Ansteuerung der Spiegelantriebe muss diese Verzerrung entsprechend berücksichtigt werden, um das Bildfeld zu korrigieren. Zumeist wird dies durch entsprechende Tools der Steuerungssoftware ermöglicht.

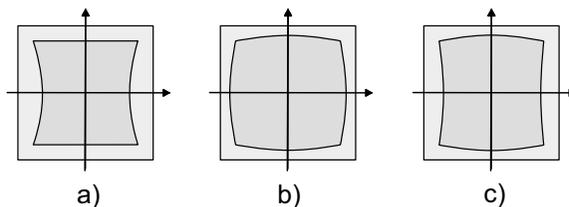


Bild 5-3: Feldverzerrungen bei einem Zwei-Spiegel-Scannersystem: a) bedingt durch die Anordnung der beiden Ablenkspiegel, b) auf Grund der Verzeichnung des F-Theta-Objektivs, c) Überlagerung der Effekte a) und b).

Für einen Teil der in dieser Arbeit zugrunde liegender Untersuchungen wurden Galvanometer-Scanner mit den in Tabelle 5-3 aufgeführten technischen Daten eingesetzt. Der Spiegelantrieb erfolgt bei diesem System über Servomotoren, die aus einer Drehspule aufgebaut sind.

Positioniergenauigkeit	< 2 - 3 μm
Brennweite F-Theta Objektiv	80 mm
Bildfeld	45 x 45 mm^2

Tabelle 5-3: Technische Eckdaten des verwendeten Galvanometerscanners.

5.1.2.2 Wendelbohroptik

Obwohl Scannersysteme eine hochdynamische Strahlableitung ermöglichen, ist die gebotene Genauigkeit, vor allem aber die Langezeitstabilität der Systeme für Bohrungen höchster Präzision bislang nicht ausreichend. Diese Tatsache hat dazu geführt,

dass in den vergangenen Jahren speziell für die Herstellung rotations-symmetrischer Bohrungen verschiedene Varianten von Wendelbohroptiken entwickelt wurden. Im Gegensatz zu Scannersystemen wird bei Wendelbohroptiken eine höhere Präzision und Stabilität erzielt, indem die Bewegung der optischen Komponenten auf eine im Grundansatz kontinuierliche Rotation begrenzt wird. Lediglich zur Verstellung der Optikparameter muss dieser Bewegung eine zweite, allerdings weitaus weniger dynamische Bewegung überlagert werden. Die hohe Genauigkeit von Wendelbohroptiken geht, wie eingangs bereits erwähnt wurde, zu Lasten der Flexibilität, da ausschließlich kreisrunde Bohrungen gefertigt werden können.

Neben der höheren Genauigkeit liegt ein weiterer Grund für die Entwicklung spezieller Bohroptiken darin begründet, dass einige industrielle Anwendungen, wie zum Beispiel die Fertigung von Düsen für die Kraftstoffeinspritzung, Bohrlöcher mit einer gezielten Konizität benötigen (s. Kapitel 2.2). Ohne spezielle Bohroptiken, die dies ermöglichen können diese Anwendungsfelder nur teilweise oder gar nicht erschlossen werden.

Für die Erzeugung der erforderlichen Strahlablenkung kommen grundsätzlich verschiedene Konzepte in Frage:

- Bildrotatoren (z. B. Doveprisma) [78, 79]
- außermittig rotierende Linse [80, 81]
- rotierendes Spiegelsystem [82]
- Keilplatten [81, 83, 84]

Alle Konzepte haben gemeinsam, dass die Abbildungseigenschaften von Fokussieroptiken gezielt genutzt werden (Bild 5-4). Durch die Fokussierung resultiert der in Bild 5-4 Mitte schräg auf die Fokussieroptik einfallende Laserstrahl in einem Strahlversatz zur optischen Achse in der Fokusebene. Rotiert der einfallende Laserstrahl um die optische Achse des Systems so entspricht der Strahlversatz dem Wendelradius. Durch die Variation des Einfallswinkels kann der Wendelradius gezielt eingestellt werden. Um Bohrungen auch mit negativer Konizität erzeugen zu können, ist es erforderlich, dass der Laserstrahl während der Rotation unter einem zur optischen Achse gerichteten Anstellwinkel auf das Werkstück fokussiert wird. Dies wird erreicht, indem der einfallende Strahl parallel zur optischen Achse versetzt wird (Bild 5-4 rechts).

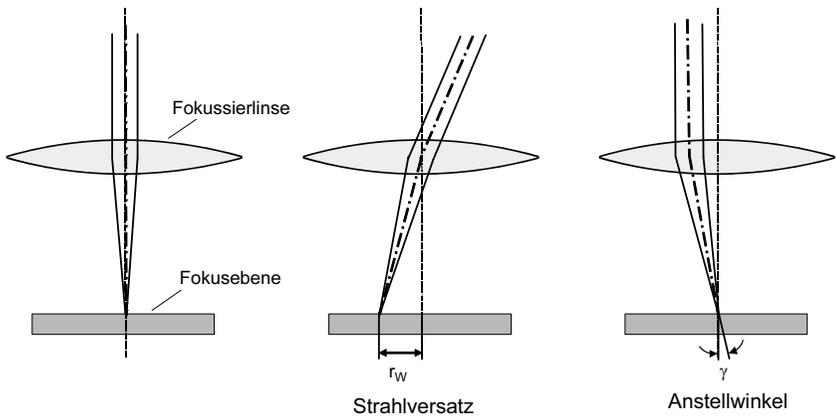


Bild 5-4: Abbildungseigenschaften von Fokussieroptiken. Gegenüber dem zentrischen Einfall des Eingangsstrahls entlang der optischen Achse (links) führt ein schräger Einfall auf die Fokussieroptik zu einem Strahlversatz in der Fokusebene (Mitte). Umgekehrt dazu führt ein zur optischen Achse paralleler Versatz des Eingangsstrahls zu einem unter einem Winkel γ in der Fokusebene einfallenden Strahl.

Als Wendelbohroptik stand für die Versuche anfangs ein vom IFSW entwickelter Prototyp einer Trepanieroptik zur Verfügung [83]. Das Grundkonzept dieser Optik basiert auf der Strahlableitung mittels Keilplatten. Um eine unabhängige Einstellung von Wendelradius und Anstellwinkel gewährleisten zu können, sind im Prinzip vier Keilplatten erforderlich (Bild 5-5 links), die im Betrieb alle gemeinsam mit der Frequenz ω rotieren. Bei den beiden in ihrer Ausrichtung gegenseitig orientierten Keilplatten 1 und 2 wird die durch die obere Keilplatte erzeugte Auslenkung des Strahls von der zweiten Keilplatte wieder aufgehoben. Infolgedessen trifft der Laserstrahl, ungeachtet des Einflusses durch die Keilplatten 3 und 4, mit einem parallelen Versatz zur optischen Achse auf die Fokussieroptik und resultiert in einem Anstellwinkel γ auf dem Werkstück. Der Versatz ist dabei alleine durch den Winkel und den Abstand Δ der beiden Keilplatten bedingt. Die beiden in ihrer Ausrichtung gleichsinnig orientierten Keilplatten 3 und 4 hingegen erzeugen einen Winkel zwischen dem auf der Fokussierlinse einfallenden Strahl und der optischen Achse der Linse. Durch die Fokussierung wird dabei in der Brennebene ein Strahlversatz bzw. bei Rotation des Keilplattensystems der Wendelradius r_w generiert.

Wird die Variation des Anstellwinkels γ durch das Verschieben der ersten Keilplatte realisiert und die Variation des Wendelradius r_w durch Verdrehen der 4. Keilplatte um

den Winkel Φ , so bleiben die Keilplatten zwei und drei relativ zum Gehäuse der Anordnung ortsfest. Das Konzept kann dadurch vereinfacht werden, indem die zweite und dritte Keilplatte zu einer einzigen Keilplatte zusammengefasst werden (Bild 5-5 rechts). Diese Maßnahme reduziert nicht nur die Größe des Bauraums, sondern vereinfacht außerdem die mechanische Konstruktion und vermeidet die Justage der beiden Keilplatten zueinander.

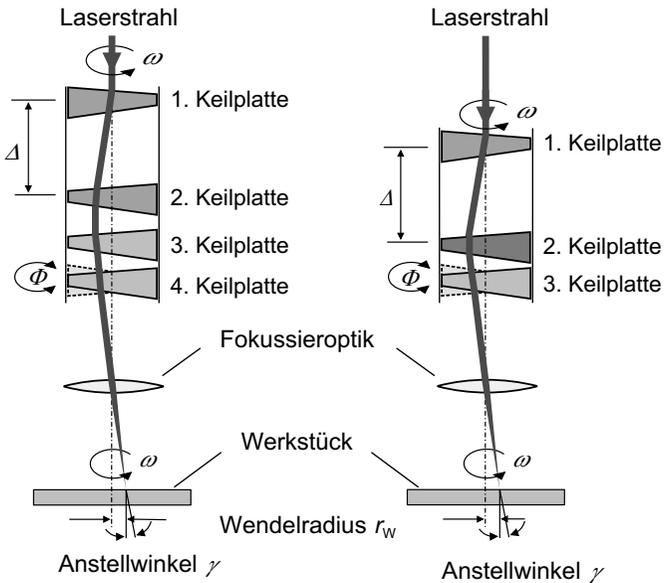


Bild 5-5: Grundkonzept der Strahlableitung mit vier Keilplatten (links) und zusammengefasstes Konzept mit drei Keilplatten (rechts) [83].

Die verwendete Trepanieroptik (Bild 5-6) ist so ausgelegt, dass bei einer Fokussieroptik der Brennweite $f = 100$ mm der theoretische Wendeldurchmesser zwischen $0 \mu\text{m}$ und $400 \mu\text{m}$ variiert werden kann und Anstellwinkel bis zu 5° möglich sind. Die Konturtreue der Kreisbahn, auf der sich der Fokusmittelpunkt bewegt, beträgt $0,5 \mu\text{m}$. Zur Erzeugung des Anstellwinkels muss der Laserstrahl notwendigerweise außerzentrisch durch das fokussierende Objektiv geführt werden. Das eingesetzte Objektiv muss daher eine ausreichend große Apertur besitzen und für die Bearbeitungswellenlänge beugungsbegrenzt sein. Aus diesem Grund wurde eine speziell für den Einsatz der Trepanieroptik entwickelte Fokussieroptik, bestehend aus vier Einzellinsen verwendet. Die exakte Ausrichtung der Fokussieroptik im Strahlengang erfolgte über einen in drei

Raumebenen justierbaren Halter, welcher direkt an der z-Achse der jeweiligen Bearbeitungsanlage montiert wurde.

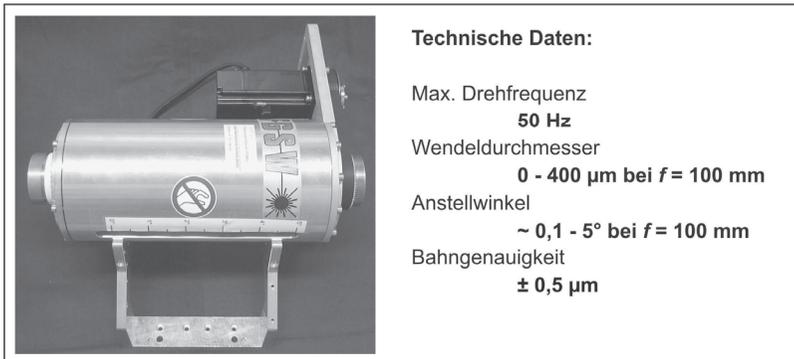


Bild 5-6: Trepanieroptik für das Wendelbohren mit Anstellwinkeln, sowie technische Daten der Optik.

5.2 Strahlquellen

Mit der Auswahl einer Strahlquelle ist neben Wellenlänge, maximaler Laserleistung, Pulsdauer und Pulswiederholfrequenz auch die Qualität eines Laserstrahls festgelegt. Vor der Beschreibung der verwendeten Laserstrahlquellen soll daher zunächst auf den Begriff der Strahlqualität näher eingegangen werden. Eine anschauliche Größe für die Beurteilung einer Strahlquelle, wie auch für den Vergleich verschiedener Systeme, stellt die nach DIN 1145 festgelegte Strahlqualitätszahl K dar [85]. Sie ist definiert als das Verhältnis zwischen dem idealen Strahlparameterprodukt eines Laserstrahls im Gaußschen Grundmode (TEM_{00} -Mode) und dem zu beurteilenden Laserstrahl gleicher Wellenlänge:

$$K = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{4}{d_0 \theta_0} \quad (5.1)$$

Dabei ist d_0 der Strahldurchmesser in dem sich 86 % der Leistung befinden. Die Strahlqualitätszahl kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei der Wert 1 die günstigsten Bedingungen darstellt. In Form der Beugungsmaßzahl M^2 , für die gilt

$$M^2 = \frac{1}{K} \quad (5.2)$$

wird diese wellenlängenabhängige Kenngröße heutzutage zunehmend zur Beschreibung der Qualität einer Strahlquelle herangezogen.

Im Rahmen der Arbeit kamen eine Reihe verschiedener Lasersysteme zum Einsatz deren technische Daten in Tabelle 5-4 und Tabelle 5-5 zusammengefasst sind. Die Vielfalt der eingesetzten Lasersysteme ist dabei durch den Entwicklungsstand begründet. Einheitlich ist bei allen Systemen, dass als Basis ein modengekoppelter Oszillator (vgl. Kapitel 4.1) eingesetzt wird, ansonsten differieren die Systeme in ihrem Aufbau zum Teil erheblich. Im Folgenden wird auf die wesentlichen Eigenschaften der Systeme kurz eingegangen.

Die Besonderheit der Systeme I und II besteht darin, dass die Pulsdauer variabel von etwa 120 fs bis hin zu mehreren Pikosekunden variiert werden kann. Damit bieten die Systeme die optimale Voraussetzung für Untersuchungen zum Einfluss der Pulsdauer. Um für einen Materialabtrag energiereiche Pulse im fs-Bereich zu erzeugen wird bei den beiden Systemen die Technik der Chirped Pulse Amplification (vgl. Kapitel 4.2) angewandt. Mit Pulsenergien um 1 mJ handelt es sich um die Lasersysteme mit der größten Pulsenergie, wenngleich die maximale Repetitionsrate (Pulsfrequenz) von 1 kHz geringer ist als bei allen anderen Strahlquellen. Die Verstärkung der Pulse erfolgt bei beiden Systemen in einem regenerativen Verstärker mit Ti:Saphir als Laseraktivem Medium. Die etwas höhere Pulsenergie des Systems II wird dabei über einen zusätzlichen Umlauf des Pulses in einer zweiten Verstärkerstufe realisiert [86]. Die Pumplichtquelle für den Verstärker ist bei beiden Systemen ein frequenzverdoppelter, gütegeschalteter Nd:YAG-Laser. Bei System I ist dieser lampengepumpt, bei System II diodengepumpt.

Der Vorteil beim Pumpen mit Dioden besteht vor allem darin, dass die Anregung effizienter abläuft als bei lampengepumpten Strahlquellen. Auf Grund der geringeren Verlustleistung sind die laufenden Betriebskosten solcher Systeme damit geringer. Weiterhin beträgt die Lebensdauer der Pumpdioden deutlich über 10.000 h, im Vergleich zu Pumplampen mit einer Lebensdauer von etwa 1.000 h – 1.500 h. Der einzige Nachteil von Pumpdioden besteht derzeit in den noch sehr hohen Diodenkosten in der Größenordnung von bis zu 10.000 €. Für die Zukunft ist davon auszugehen, dass mit der Reduktion der Fertigungskosten und einer längeren garantierten Lebensdauer die Diodenkosten sinken werden und so Dioden standardmäßig als Pumpquelle eingesetzt werden. Alle nachfolgend beschriebenen Laserquellen besitzen ebenfalls Dioden als Pumpquelle im regenerativen Verstärker.

Das System IV (Tabelle 5-4) stellt einen Vorläufer des Systems V dar, weshalb der prinzipielle Aufbau beider Systeme im Wesentlichen identisch ist und sich lediglich die Ausgangsparameter unterscheiden. Da sich die Pulsdauer im ps-Bereich befindet, können die aus dem Oszillator kommenden Pulse ohne CPA-Technik direkt im regenerativen Verstärker verstärkt werden. Der stabförmige Nd:YVO₄-Kristall wird dabei durch zwei fasergekoppelte Dioden gepumpt. Mit dem Lasersystem V sind Pulswiederholfrquenzen von 30 kHz bis zu 100 kHz mit festgelegten Zwischenstufen möglich.

Bei dem in Tabelle 5-5 aufgeführten Lasersystem VI handelt es sich ebenfalls um einen ps-Laser, der aber im Gegensatz zu den oben beschriebenen Systemen einen regenerativen Verstärker auf Scheibenbasis besitzt. Das laseraktive Medium ist in diesem Fall eine Scheibe aus Yb:YAG. Die Vorteile des Scheibenverstärkers sind vor allem darin zu sehen, dass nahezu keine thermischen Effekte vorhanden sind, welche die Strahlqualität herabsetzen können [50]. Eine weitere Besonderheit des Systems ist durch die Verwendung eines akustooptischen Modulators zur Auskopplung der Pulse und zur Leistungsregelung gegeben. Dieses zusätzliche Schalt- und Regelement ermöglicht, dass der Laser, unabhängig von den gewählten Pulsfolgefrequenzen und Pulsleistungen, mit gleichen Betriebsparametern betrieben werden kann und damit besonders stabil und zuverlässig ist. Zusätzlich ergibt sich dadurch aber auch der Vorteil, dass die Parameter der ausgekoppelten Pulse unabhängig von der eingestellten Frequenz sind, da diese lediglich, ausgehend von der Grundfrequenz, durch den akustooptischen Modulator heruntergeteilt wird. Damit bietet dieses System die optimalen Voraussetzungen für die Untersuchungen zum Einfluss der Pulswiederholrate. Dieses System wurde hin zu höheren Repetitionsraten weiterentwickelt und stand als System VII gegen Ende der Arbeit ebenfalls für Untersuchungen zur Verfügung. Der grundlegende Aufbau beider Systeme unterscheidet sich dabei nur geringfügig voneinander. Ebenfalls einen Verstärker auf Scheibenbasis besitzt das hier unter III aufgeführte System, welches allerdings nur kurze Zeit zu Demonstrationszwecken zur Verfügung stand. Die Besonderheit des Systems besteht in der sehr hohen Pulsenergie von 5 mJ bei gleichzeitig hoher Pulswiederholfrquenz von 1kHz (bzw. 600 µJ bei 10 kHz), was derzeit kein anderes auf dem Markt verfügbare System erbringt.

Lasersystem	I	II	III	IV
Bezeichnung	<i>CPA 2001+ (Clark MXR)</i>	<i>Hurricane (Spectra Physics)</i>	<i>Demonstrator (IFSW)</i>	<i>FM KL (Uni Kaisersl.)</i>
Wellenlänge	775 nm	800 nm	1030 nm	1064 nm
Pulsdauer	120 fs – 3 ps	120 fs – 3 ps	~ 5 ps	10 ps
Pulsfrequenz	1 kHz	1 kHz	1–10 kHz	20 kHz
max. Leistung	1,1 W	1 W	6 W	10 W
max. Pulsenergie	1,1 mJ	1 mJ	5 mJ	0,5 mJ
LAM	Ti:Saphir	Ti:Saphir	Nd:YVO ₄	Nd:YVO ₄

Tabelle 5-4: Spezifikationen der eingesetzten Lasersysteme I bis IV.

Lasersystem	V	VI	VII
Bezeichnung	<i>Staccato (Lumera)</i>	<i>FMI (TRUMPF)</i>	<i>FM II (TRUMPF)</i>
Wellenlänge	1064 nm	1030 nm	1030 nm
Pulsdauer	< 15 ps	< 5 ps	< 5 ps
Pulsfrequenz	30–100 kHz	0,5/1/2/4/8 kHz	1/5/10/25/50 kHz
max. Leistung	12 W	5 W @ 8 kHz	20 W @ 50 kHz
max. Pulsenergie	0,4 mJ	0,56 mJ	0,4 mJ
Verstärkermaterial	Nd:YVO ₄	Yb:YAG	Yb:YAG

Tabelle 5-5: Spezifikationen der eingesetzten Lasersysteme V bis VII.

Bei den in der Tabelle 5-4 und Tabelle 5-5 aufgeführten Systemen handelt es sich größtenteils um Versuchsmuster oder erste kommerziell erhältliche Laborsysteme, die teilweise noch weit entfernt sind von Geräten, die in der industriellen Serienfertigung genutzt werden können. Insbesondere die Zuverlässigkeit, aber teilweise auch die Strahlqualität der Systeme machten häufige Serviceeinsätze erforderlich und zogen zum Teil längere Ausfallzeiten nach sich. Manche der Systeme liefen nur bei Werten unterhalb der Spezifikationen zuverlässig genug um experimentelle Untersuchungen durchführen zu können. Aus diesen Gründen wurden die für die Untersuchung relevanten Parameter kontinuierlich überwacht, oder aber in regelmäßigen Zeitabständen kontrolliert. Auf einzelne Probleme der Systeme wird, sofern Sie Auswirkungen auf

die Versuchsergebnisse haben, in den nachfolgenden Kapiteln noch an entsprechender Stelle eingegangen.

5.3 Strahlführung und Formung

Die Erzielung eines möglichst kleinen Fokusedurchmessers spielt bei der Präzisionsbearbeitung, mehr als bei anderen Laserbearbeitungsverfahren, eine maßgebliche Rolle. Bild 5-7 veranschaulicht die Fokussierbedingungen eines Gaußstrahls an einer Linse. Der minimal erzielbare Fokusedurchmesser wird dabei maßgeblich durch die Strahlqualität des Lasers bestimmt. Sie ist charakterisiert durch das Produkt aus Divergenzwinkel θ und Taillendurchmesser d des Laserstrahls.

$$\theta_0 d_0 = \theta_f d_f = \text{const.} \quad (5.3)$$

Je kleiner dieser Betrag ist, desto besser ist die Fokussierbarkeit des Laserstrahls. Zur Erzielung eines möglichst kleinen Fokusedurchmessers ist es nach Gleichung (5.1) demnach erforderlich, auf eine möglichst hohe Strahlqualität zu achten, oder den Fokusedurchmesser d_f zu maximieren. Zur Charakterisierung der Fokussieroptik kann dabei die F-Zahl als Quotient der Brennweite f der Optik und dem Strahldurchmesser D auf ihr dienen:

$$F = \frac{f}{D} \quad (5.4)$$

Der erreichbare Fokusedurchmesser lässt sich unter Einbeziehung von Gleichung (5.1) dann wie folgt darstellen:

$$d_f = \frac{4\lambda}{K\pi\theta_f} \approx F \cdot \frac{4\lambda}{K\pi} \quad (5.5)$$

Daraus ist ersichtlich, dass sich der Fokusedurchmesser minimieren lässt, indem die Wellenlänge verkürzt oder die F-Zahl reduziert wird. Bei einem gegebenen Lasersystem ist jedoch nur letzteres möglich. Um die F-Zahl zu reduzieren bietet sich an, die Brennweite der Fokussieroptik zu verringern oder den Strahl durch ein Teleskop aufzuweiten.

Verwendung einer Trepanieroptik wird dadurch eine Unabhängigkeit des Wendeldurchmessers vom Anstellwinkel erreicht [83].

Die Strahlführung nach dem Teleskop erfolgt über dielektrisch beschichtete Spiegel mit Reflektionsgraden größer 99 %. Dadurch können die Verluste im Strahlführungssystem und die thermische Belastung der Spiegel gering gehalten werden. Für die Anwendungsfälle, bei denen die Leistung nicht über das jeweilige Lasersystem selbst eingestellt, bzw. im ausreichenden Maß reduziert werden konnte, wurde ein Abschwächer [87], bestehend aus zwei gegeneinander verdrehbaren dielektrisch beschichteten Glasplättchen zur externen Leistungsregulierung verwendet und unmittelbar nach dem Aufweitungsteleskop in den Strahlengang eingebracht.

Die Invarianz des Strahlparameterproduktes (siehe Gl. 5.3) ist nur für ideale Strahlführungs- und -formungsoptiken gegeben. In der Praxis führen außermittig und schräg auf Fokussieroptiken einfallende Strahlen zu Abbildungsfehlern wie sphärischer Abberation und Astigmatismus [48, 88]. Aber auch Optikfehler selbst tragen zu einer Herabsetzung der Strahlqualität bei. Daher sind eine möglichst hohe Güte der Optiken und die Verwendung von korrigierenden mehrlinsigen Fokussieroptiken empfehlenswert. Neben dem in Kapitel 5.1.2.1 beschriebenen F-Thetaobjektiv des Galvanometerscanners und dem Spezialobjektiv der Trepanieroptik wurde für Perkussionsbohrungen zusätzlich ein dreilinsiger Achromat mit 100 mm Brennweite eingesetzt.

6 Trepanieroptik

Mit den Bohrversuchen, die mit der zu Beginn der Arbeit verfügbaren Ausbaustufe I der Trepanieroptik (Kapitel 5.1.2.2) durchgeführt wurden, konnte die Qualifikation des optischen Grundkonzeptes der Trepanieroptik für das Präzisionsbohren mit ultrakurzen Pulsen bewiesen werden (siehe Kapitel 8.4). In parallel dazu durchgeführten Untersuchungen mit ns-Pulsen konnte gezeigt werden, dass die Trepanieroptik nicht nur ein probates Mittel zur Erzeugung negativ konischer Bohrungen ist, sondern in diesem Pulsdauerregime durch die Verwendung eines Anstellwinkels auch zylindrische Bohrungen effizienter hergestellt werden können [83, 89, 90].

Im Hinblick auf die Handhabung und Flexibilität der Optik bestehen derzeit jedoch noch Defizite, die vor allem in der aufwändigen manuellen Einstellung der Optikparameter und der Integrationsfähigkeit in eine übergeordnete Maschine begründet liegen. Um ein flexibles Werkzeug für den Versuchsalldag, aber auch für eine industrielle Musterbauteilfertigung zu schaffen, ist eine Weiterentwicklung der Optik unabdingbar.

6.1 Ausbaustufe II der Trepanieroptik

6.1.1 Ausgangssituation und Zielsetzung der Entwicklung

Wie in Kapitel 5.1.2.2 bereits beschrieben, basiert die Ausbaustufe I der Trepanieroptik auf der Strahlableitung mit drei Keilplatten. Bild 6-1 zeigt den konstruktiven Aufbau dieser Trepanieroptik. Die erste Keilplatte sitzt in einem Führungsschlitten, welcher entlang der Führungsstangen verschoben werden kann. Die beiden anderen Keilplatten sind dagegen in axialer Richtung ortsfest. Das gesamte Keilplattensystem ist im Betrieb fest miteinander verbunden und wird zentral über einen Motor angetrieben. Lediglich über den Druck eines Federelements besteht zwischen dem Einsatz, welcher die dritte Keilplatte aufnimmt, und dem übrigen Keilplattenverbund eine kraftschlüssige Verbindung. Der Wendeldurchmesser ist somit durch verdrehen dieses Einsatzes variierbar.

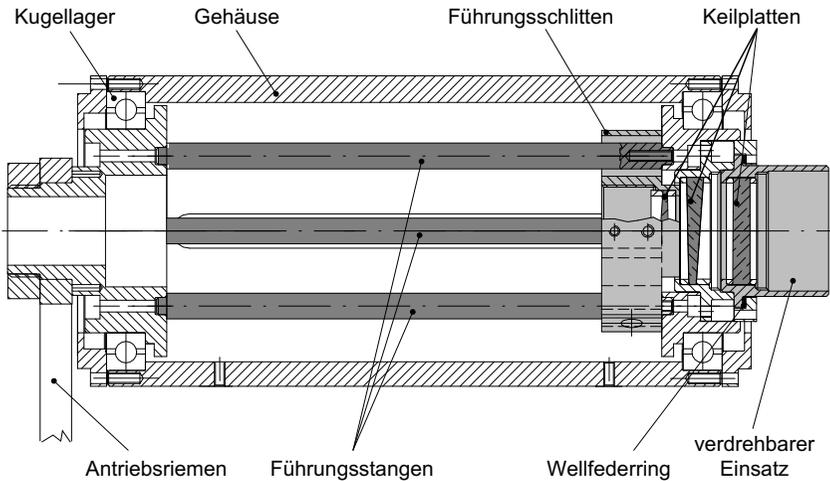


Bild 6-1: Darstellung des Aufbaus der Trepanieroptik Ausbaustufe I.

Sowohl die Variation des Anstellwinkels als auch des Wendeldurchmessers muss von Hand erfolgen und ist nur bei stillstehender Optik möglich. Hierin besteht zugleich auch der wesentliche Nachteil der Ausbaustufe I.

Beim Laserbohrprozess hängt die erzielbare Lochgröße jedoch nicht alleine von den Optikparametern ab, sondern ist vielmehr ein komplexes Zusammenspiel aus vielen verschiedenen Einflussgrößen. So spielen neben den Laserparametern zum Beispiel auch die Materialparameter eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Daraus wird offensichtlich, dass eine häufige Verstellung des Wendelradius zur Erzielung einer bestimmten Sollgeometrie gerade bei der Prozessoptimierung im Vorserieneinsatz erforderlich ist.

Vor diesem Hintergrund und basierend auf den Erfahrungen mit der Ausbaustufe I wurden folgende Entwicklungsziele definiert:

- Automatisierte Verstellung des Wendeldurchmessers
- Verbesserung der Handhabung
- Verknüpfung mit einer übergeordneten CNC-Steuerung

6.1.2 Konstruktive Umsetzung

Im Betrieb der Optik müssen alle Keilplatten in einem festen Verbund zueinander stehen und mit identischer Frequenz rotieren. Die Verstellung des Wendeldurchmessers erfordert jedoch eine relative Verdrehung der dritten Keilplatte gegenüber den übrigen Keilplatten. Für die Umsetzung einer automatisierten Durchmesserstellung können daraus folgende Anforderungen abgeleitet werden:

- Trennen und Wiederherstellen des Keilplattenverbundes
- Relative Verdrehung der Keilplatten zueinander
- Positionserfassung der Keilplattenstellung

Darüber hinaus muss die neue Konstruktion folgenden Rahmenbedingungen entsprechen:

- Eine Umrüstung existierender Optiken mit moderatem Aufwand sowie die Verwendung von vorhandenen Keilplatten sollten möglich sein. Die Basiskonstruktion und die optische Auslegung [83] sind beizubehalten und lediglich die manuelle Verstelleinheit durch eine automatisierte Verstelleinheit zu ersetzen.
- Die Konstruktion muss so gestaltet sein, dass ein Tausch und die Justage der Keilplatten 1 und 2 möglich ist.
- Um die Empfindlichkeit der Optikjustage nicht zu erhöhen, dürfen die zulässigen Lagetoleranzen [83] nicht überschritten werden.
- Die Reproduzierbarkeit der Durchmesserstellung soll weniger als 1 μm betragen.
- Um eine Integration der Neukonstruktion in bestehende Bearbeitungsanlagen zu ermöglichen darf die Gesamtbaulänge der Optik lediglich um 70 mm vergrößert werden.

Anhand von Bild 6-2 und Bild 6-3 sollen im Folgenden der konstruktive Aufbau und der Ablauf der automatisierten Durchmesserstellung erläutert werden. Als Kernstück der Verstelleinheit dient eine elektromagnetische Bremse. Über einen neu gestalteten Lagerdeckel (7) wird der Grundkörper der elektromagnetischen Bremse mit dem Gehäuse der Trepanieroptik verbunden. Die 3. Keilplatte für die Durchmesserstellung befindet sich in einem Halter (3), welcher bei inaktiver elektromagnetischer Bremse über Wellfederscheiben (2) gegen den Einsatz (4) gedrückt wird und mit diesem einen kraftschlüssiger Verbund herstellt, so dass alle Keilplatten im Betrieb syn-

chron miteinander rotieren. Die Referenzposition der Keilplattenhalter (1) und (3) ist durch eine in der Zeichnung nicht dargestellte Kerbe gegeben, welche durch induktive Messtaster erfasst wird. Um den Wendeldurchmesser zu verstellen wird zunächst die Referenzposition der dritten Keilplatte angefahren. Nun erfolgt die Aktivierung der elektromagnetischen Bremse, wodurch die Bremsscheibe (5) in Richtung Gehäuse gezogen wird.

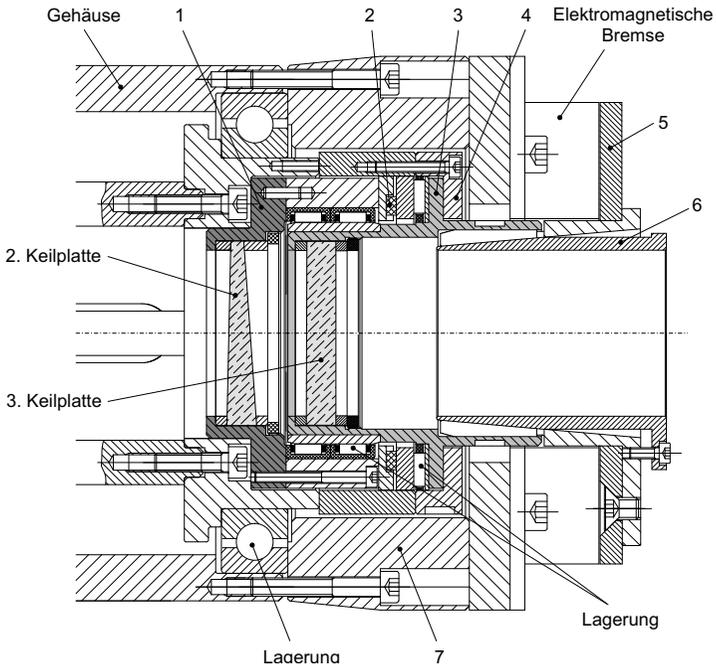


Bild 6-2: Konstruktiver Aufbau der Verstelleinheit für die automatisierte Durchmesserstellung.

Dadurch wird der Spannsatz (6) zusammen mit dem Keilplattenhalter (3) gegen die Kraft der Wellfederscheiben (2) ebenfalls in Richtung Gehäuse gezogen und fest in dieser Position gehalten. Der Verbund mit den übrigen Keilplatten ist somit aufgehoben. Um die aktuelle Position des Keilplattenverbundes 1+2 zu erfassen, wird die Referenzposition des Halters (1) angefahren. Nun erfolgt die gezielte Verdrehung der Keilplatten um den gewünschten Winkel über den zentralen Antriebsmotor mit integriertem Messwertencoder. Anschließend wird die Bremse deaktiviert und der Gesamtverbund wieder hergestellt.

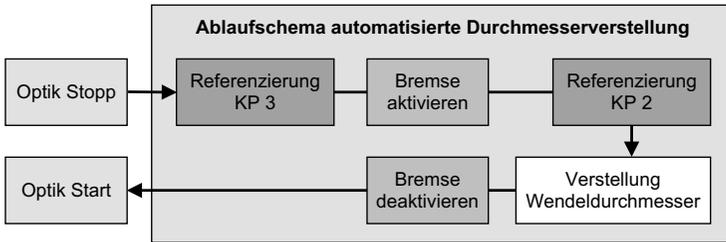


Bild 6-3: Ablaufschema der automatisierten Durchmesserstellung.

Neben der Validierung der automatisierten Durchmesserstellung in Dauerlaufuntersuchungen konnte für die Reproduzierbarkeit der Durchmessereinstellung ein Wert von $\pm 0,8 \mu\text{m}$ bestimmt werden.

Mit dem in Ausbaustufe I eingesetzten Motor kann zwar ein zuverlässiger Dauerbetrieb gewährleistet werden, allerdings hat sich gezeigt, dass der Motor mit einer Nennleistung von 400 W über wenig zusätzliche Leistungsreserven verfügt, um einerseits eine Verkürzung der relativ langen Anlaufzeit der Optik zu ermöglichen und andererseits den mit der Neukonstruktion veränderten Lastverhältnissen gerecht zu werden. Aus diesem Grund wurde der Motor durch einen leistungsfähigeren Antrieb mit 800 W ersetzt und konstruktiv an das bestehende System angepasst. Die Beschleunigungszeit von 0 auf 3000 U/min konnte dadurch von etwa 10 s auf 3 s reduziert werden. Bild 6-4 zeigt den fertigen Aufbau der Optik sowie die zugehörige Steuerung.

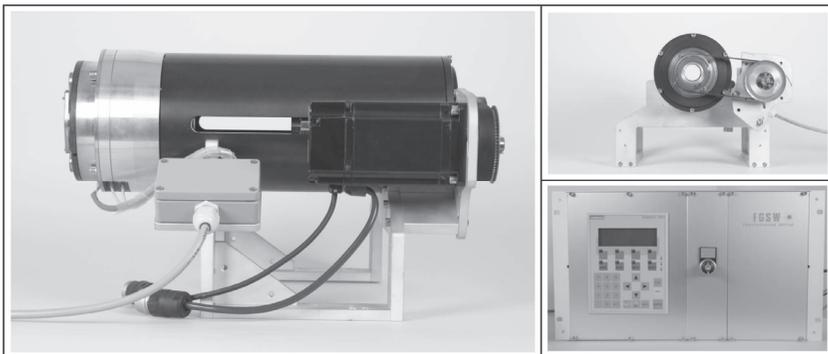


Bild 6-4: Seiten- und Rückansicht, sowie Steuerungseinheit der Ausbaustufe II der Trepanieroptik.

Im Zusammenhang mit der Adaption des neuen Antriebes wurden an der Optik auch Sicherheitsaspekte konstruktiv mit berücksichtigt. So wurde der in Bild 6-4 noch frei-

liegende Riemenantrieb und die seitlichen Öffnungen der Optik mit einer Abdeckung versehen, um die Optik auch außerhalb einer geschlossenen Anlage betreiben zu können.

6.1.3 Optiksteuerung

Zur Steuerung der Optik wurden zwei Betriebsarten vorgesehen. Die Betriebsart *HAND* ermöglicht es, die Optik bei der Justage und Einrichtung unabhängig von einer CNC-Steuerung zu betreiben sowie grundlegende Einstellungen für den Betrieb vorzunehmen. In der Betriebsart *AUTO* ist es möglich, die Optik über eine CNC-Steuerung zu betreiben, wobei zwischen 15 verschiedenen frei einstellbaren Parametersätzen, jeweils bestehend aus Drehzahl und Winkeleinstellung der Keilplatten, gewählt werden kann. Für eine detaillierte Beschreibung aller Steuerungsfunktionen sei auf das Handbuch [91] verwiesen, welches im Rahmen dieser Entwicklung erstellt wurde.

6.2 Vollautomatisierte Trepanieroptik

Die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Ausbaustufe II der Trepanieroptik bietet mit der automatisierten Verstellung von Wendeldurchmesser und Rotationsfrequenz sowie der Einbindung in ein übergeordnetes Steuerungskonzept bereits die wesentlichen Grundvoraussetzungen für den fertigungstechnischen Einsatz.

Dem Vorteil, die bestehenden Optiken der Ausbaustufe I mit relativ geringem Aufwand auf den Stand der Stufe II umrüsten zu können, steht der Nachteil gegenüber, dass die Flexibilität in der Prozessführung limitiert ist. So sind für die Verstellung des Wendeldurchmessers bis zu 60 s, für die manuelle Verstellung des Anstellwinkels sogar bis zu mehrere Minuten zu veranschlagen, was die Verstellung innerhalb einer Serienproduktion eigentlich nur zwischen verschiedenen Bauteilvarianten sinnvoll erscheinen lässt. Sollen zum Beispiel die einzelnen Bohrungen einer Einspritzdüse mit unterschiedlichen Geometrien ausgeführt werden, so ist dies mit dem bestehenden Optikkonzepten wirtschaftlich nicht sinnvoll umsetzbar.

Aus diesen Gründen wurde die Entwicklung einer voll automatisierten Optik durchgeführt [92]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Anforderungsprofil an die neue Optik festgelegt sowie die Entwicklung begleitet. Da die Optik innerhalb dieser

Arbeit nicht einen Schwerpunkt finden soll, sei der Vollständigkeit halber im Folgenden nur auf die wesentlichen Merkmale der vollautomatischen Optik eingegangen.

Für die Neuentwicklung der Optik wurden im Einzelnen folgende Anforderungen aufgestellt:

- Automatische Verstellung von Wendeldurchmesser d_w und Anstellwinkel γ
- Verstellung beider Parameter im Betrieb bei voller Drehfrequenz (50 Hz)
- Reduzierung der Verstellzeiten auf unter 1 s
- Variierbare Verstellgeschwindigkeiten
- Modularer erweiterbarer Aufbau des Steuerungskonzeptes, welches die Integration zukünftiger Module (z. B. die in Kapitel 8.5.2 beschriebene Unterdruckdüse) ermöglicht
- Ein- und Ausgänge zur Ansteuerung externer Geräte (z. B. Laserleistung) und deren Einbindung in die Prozesssteuerung
- Einsatzmöglichkeit als Stand-Alone- und Integrationslösung
- Verbesserung der Handhabung bezüglich Montage und Wartung des Systems sowie der Justage der Keilplatten
- Reduktion der mechanischen Fertigungskosten, Verwendung von Standardkomponenten
- Einfache Integration in die Bearbeitungsanlage

Da die Neuentwicklung losgelöst von den bisher existierenden Optiken gesehen werden kann, wurden zunächst die verschiedenen optischen Grundkonzepte, welche prinzipiell für die geforderte Strahlableitung in Frage kommen (vgl. Kapitel 5.1.2), erneut recherchiert und hinsichtlich der erzielbaren Genauigkeit, der Justageempfindlichkeit und der Wirtschaftlichkeit des Gesamtkonzeptes hin untersucht. Das bereits den beiden ersten Ausbaustufen der Trepanieroptik zu Grunde liegende Strahlableitungsprinzip (vgl. Kapitel 5.1.2.2) mit 3 rotierenden und zueinander verstellbaren Keilplatten erwies sich dabei als optimales Konzept, um auch die neu zu entwickelnde Optik auf diesem Prinzip aufzubauen.

Bild 6-5 zeigt den mechanischen Aufbau der vollautomatischen Trepanieroptik. Im Gegensatz zu dem nur schwer zugänglichen Rohrkonzept der bisherigen Optiken wurde eine gefräste Grundplatte als Bezugsbasis der Optik für den modularen Aufbau der einzelnen Komponenten gewählt. Um die Verdrehung (Änderung des Wendeldurchmessers) der 3. Keilplatte gegenüber den Keilplatten 1 und 2 während des Betriebs automatisiert realisieren zu können, wurde das starre Antriebskonzept aufgelöst und durch zwei Einzelantriebe ersetzt. Die Keilplatten 1 und 2 werden dabei durch die Ro-

tationseinheit 1 und die Keilplatte 3 durch die Rotationseinheit 2 angetrieben. Beide Rotationseinheiten sind elektronisch derart miteinander synchronisiert, dass im Betrieb alle drei Keilplatten mit identischer Drehfrequenz rotieren und zugleich in einer definierten Ausrichtung zueinander stehen. Durch Veränderung des Offsets zwischen den beiden Antriebseinheiten lässt sich nun die Ausrichtung der Keilplatten zueinander und damit der Wendeldurchmesser variieren. Die beiden Antriebe wurden dabei so ausgelegt, dass bei einer maximaler Betriebsdrehzahl der Optik von 50 Hz eine Verstellung des Wendeldurchmessers mit den geforderten Verstellzeiten möglich ist.

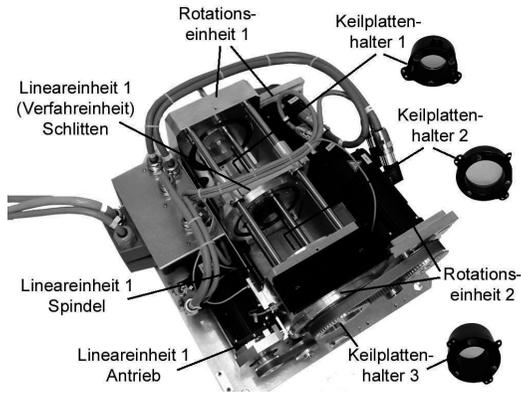


Bild 6-5: Mechanischer Aufbau der vollautomatischen Trepanieroptik bestehend aus drei unabhängigen Bewegungseinheiten. Die Keilplatten 1 und 2 werden durch die Rotationseinheit 1 und die Keilplatte 3 durch die Rotationseinheit 2 angetrieben, während die Lineareinheit 1 für die translatorische Bewegung der Führungsstangen verantwortlich ist.

Die translatorische Verschiebung der Keilplatte 1 bzw. die Verstellung des Anstellwinkels wird durch die Lineareinheit 1 realisiert. Über eine Spindel wird die ansonsten frei auf den Führungsstangen bewegliche Verfahrenheit mit der Keilplatte 1 in Position gehalten und nach Bedarf entlang dieser verschoben. Die Keilplatten selbst werden in speziellen Keilplattenhaltern aufgenommen, die so gestaltet sind, dass sowohl die Einbauposition als auch die Einbaulage vorgegeben wird. Die Keilplatten werden einmalig in Haltern justiert, vermessen und anschließend versiegelt. Dadurch ist ein Tausch oder auch die Reinigung der Keilplatten innerhalb weniger Minuten durchzuführen.

Die Steuereinheit der Trepanieroptik besteht aus einem Schaltschrank, einem Bedienpanel sowie den steckbaren Verbindungsleitungen zur Opto-Mechanischen Einheit (Bild 6-6). Entsprechend der drei Antriebe und den damit verknüpften Prozessparametern Drehzahl, Wendeldurchmesser und Anstellwinkel, ist die Steuerung funktional in drei Teilsysteme gegliedert. Alle drei Teilsysteme verfügen über eine eigene Systemsteuerung und enthalten für jeden der von ihr gesteuerten Parameter jeweils eine Parameter-Steuerung.



Bild 6-6: Opto-Mechanische Einheit und Bedienpanel der vollautomatischen Trepanieroptik.

Die notwendigen (Prozess-)Parameter-Daten können manuell in Form von Abläufen in den Zwischenspeicher eingegeben und für wiederholte Verwendung in einem Remanentspeicher gesichert werden. Vor dem Start der automatischen Ablaufsteuerung werden die Daten in den Ablaufspeicher übertragen. Alternativ können Parameter-Daten auch von einer externen Steuerung über die PROFIBUS-Schnittstelle übertragen bzw. die einzelnen Parametersätze während des Ablaufs von dieser online bereitgestellt werden (Bild 6-7).

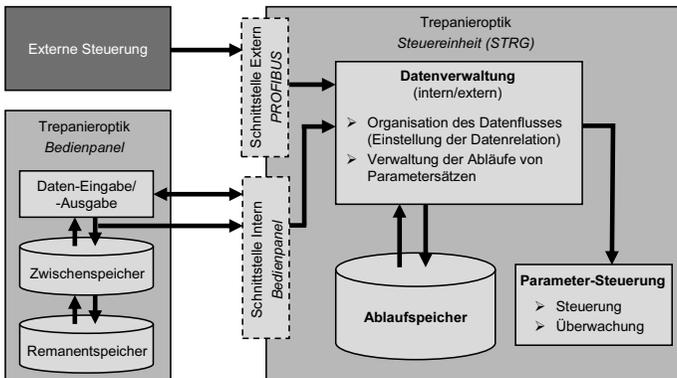


Bild 6-7: Schematische Übersicht über die Steuerungsstruktur der vollautomatischen Trepanieroptik mit Datenspeicher und Datenfluss.

Neben der PROFIBUS-Schnittstelle wurde die Steuerung zusätzlich um eine parallele I/O-Schnittstelle erweitert, um auch als Standalone-Lösung Peripheriegeräte steuern zu können oder um die Optik in den Programmablauf einer übergeordneten Bearbeitungsstation integrieren zu können. Insgesamt stehen acht Digitalausgänge und zwei Analogsignale zur Verfügung. Alle Signale sind auf einer Zeitschiene veränderbar, wobei die Signale entweder synchron zueinander oder unabhängig voneinander gestartet werden können.

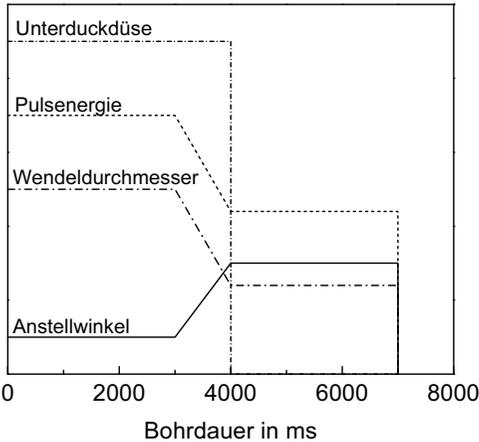


Bild 6-8: Exemplarischer Programmablauf bei dem von der Steuerung der Trepanieroptik neben den Optikparametern Wendeldurchmesser und Anstellwinkel zusätzlich externe Parameter (hier die Laserleistung und die Unterdruckdüse, auf die in Kapitel 8.5.2 noch näher eingegangen wird) angesteuert werden.

Bild 6-8 zeigt exemplarisch einen möglichen Programmablauf, bei dem neben den Optikparametern Wendeldurchmesser und Anstellwinkel zusätzlich die Laserleistung (Pulsenergie) variiert und eine Unterdruckdüse (siehe Kapitel 8.5.2) ein- bzw. ausgeschaltet wird. Die Steuerung der Trepanieroptik bietet somit ein Höchstmaß an Flexibilität und eröffnet völlig neue Möglichkeiten der Gestaltung des Bohrprozesses (Bild 6-9).

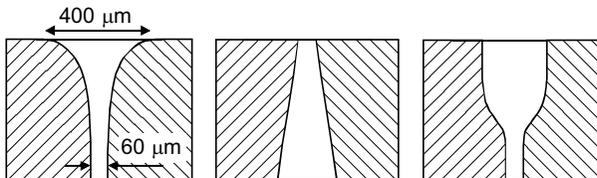


Bild 6-9: Beispiele von Bohrlochgeometrien, welche durch on-the-fly Verstellung der Optikparameter ermöglicht werden.

7 Versuchsdurchführung und -auswertung

7.1 Charakterisierung des Laserstrahls

Eine elementare Grundvoraussetzung für die Beurteilung und vor allem den Vergleich von Bearbeitungsergebnissen ist die genaue Kenntnis des verwendeten Werkzeugs. Hierbei ist zwischen unveränderlichen, durch das System fest vorgegebenen Parametern (z. B. der Wellenlänge), variablen Parametern (z. B. der Pulsenergie) und solchen, die zeitlichen und thermischen Schwankungen unterworfen sein können (z. B. der Strahlqualität), zu unterscheiden. Bei letzteren ist abhängig von der Bedeutung für den Bearbeitungsprozess eine regelmäßige Kontrolle notwendig. Auf Grund ihrer Wichtigkeit für die durchgeführten Untersuchungen und der Schwierigkeit ihrer Messung wird auf die Bestimmung der Parameter Pulsdauer und Strahlqualität nachfolgend näher eingegangen.

7.1.1 Bestimmung der Pulsdauer

Die Pulsdauer einer Laserstrahlquelle ist definiert als Interwall zwischen den zwei Zeitpunkten, bei denen die momentane Leistung des Pulses 50 % der Spitzenleistung zum ersten und letzten Mal erreicht wird [85]. Während Pulsdauern im ns-Bereich noch direkt mit Hilfe von Photodioden bestimmt werden können, ist dies bei ultrakurzen Pulsen auf Grund der viel zu langen Anstiegszeit der Photodioden gegenüber der Pulsdauer nicht mehr möglich. Um die Pulsdauer der Systeme 1 und 2 dennoch gezielt einstellen zu können, wurde ein Autokorrelator eingesetzt, welcher auf dem Prinzip eines Michelson-Interferometers basiert, bei dem ein Arm des Interferometers in seiner Länge variiert werden kann [93]. Die beiden getrennt laufenden Teilstrahlen des Interferometers werden über eine Linse auf einen Verdopplerkristall fokussiert, wo sie, sofern sie sich zeitlich überlagern, miteinander interferieren und in einem frequenzverdoppelten Strahl resultieren. Dieser wird von einer Fotodiode detektiert und als Autokorrelationskurve auf einem Bildschirm ausgegeben. Mit dieser gängigen Anordnung ist eine vom Hintergrund befreite Messung möglich [93, 94].

Die Kalibrierung der Autokorrelationskurve erfolgt über eine gezielte Änderung der Länge eines Interferometerarmes. Die unterschiedlichen Lichtlaufwege lassen sich in Zeiteinheiten ausdrücken, wodurch schließlich die Kalibrierung der Bildschirmeinheiten im Zeitmasstab möglich wird. Unter Annahme einer bestimmten Pulsform kann nun aus der Autokorrelationskurve die Pulsdauer bestimmt werden, da die Autokorrelationsbreite nur für einen rechteckigen Puls direkt mit der tatsächlichen Pulsdauer übereinstimmt. Für einen gaußförmigen Puls, von dem bei den eingesetzten Systemen in Annäherung ausgegangen wird, muss dagegen ein Korrekturfaktor von 0,7071 berücksichtigt werden [93].

Beim Einsatz ultrakurzer Pulse gilt es allerdings zwei Effekte zu beachten, die mitunter entscheidenden Einfluss auf die Pulsdauer besitzen. Dies sind zum einen die Pulsfrontverzögerung und die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) [95]. Beide Effekte treten beim Durchgang durch Linsen auf und führen zu einer Verlängerung der Pulsdauer. Bei der Verwendung einfacher Linsen kann die Pulsfrontverzögerung durchaus zu einer Verlängerung eines 100 fs Pulses um 50 % führen. Bei Pulsen im UV-Bereich kann es dagegen noch zu wesentlich stärkeren Verlängerungen kommen. Die Verlängerung durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion ist in diesem Fall vernachlässigbar. Durch die Verwendung von Achromaten anstatt einfacher Linsen tritt der Effekt der Pulsfrontverzögerung in den Hintergrund, während die GVD sich auf Grund der größeren Materialdicke, welche zu durchlaufen ist, stärker bemerkbar macht.

Um den Einfluss der transmittierenden Elemente im Strahlführungssystem auf die Pulsdauer zu bestimmen wurden jeweils Pulslängenmessungen vor und nach diesen Elementen durchgeführt. Sowohl für das Aufweitungsteleskop, als auch für den Strahlabschwächer, unabhängig von dessen Winkelstellung, konnte keine Verlängerung der Pulsdauer festgestellt werden. Die mehrfach durchgeführten Messungen zeigten lediglich im Rahmen der Messgenauigkeit des Autokorrelators liegende Schwankungen von 2 – 3 %. Zur Vermeidung eines Luftdurchbruches bei der Vermessung nach der Fokussieroptik musste die Leistung des Strahls reduziert werden, wodurch das Messsignal stark abgeschwächt wurde und infolge dessen die Messgenauigkeit zunahm. Trotz Schwankungen zwischen den einzelnen Messreihen von bis zu 80 fs konnte für die Fokussieroptik eine systematische Verlängerung der Pulse von etwa 30 – 50 fs ermittelt werden. Wie spätere Untersuchungen jedoch noch zeigen werden, besitzt eine Änderung der Pulsdauer in dieser Größenordnung keinen erkennbaren Einfluss auf die erzielbare Bohrlochqualität.

7.1.2 Bestimmung der Strahlqualität

In Hinblick auf eine minimale Feingestaltabweichung und die erzielbare Präzision ist sowohl der Beugungsmaßzahl eines Lasersystems als auch der Symmetrie dessen Strahlprofils bzw. der Energiedichteverteilung im Bereich des Fokus ein besonderes Augenmerk zu schenken. Für die Bestimmung der Strahlkaustik ist nach DIN ISO 11146 vorgesehen, an mindestens 10 verschiedenen Positionen entlang der Propagationsachse die Abmessungen des Strahls zu bestimmen, wobei hinsichtlich der Lage dieser Punkte zweierlei beachtet werden muss: Zum einen müssen mindestens 5 Datenpunkte im Bereich der Rayleighlänge liegen, zum anderen müssen sich mindestens 5 Datenpunkte in einem Bereich weiter als 2 Rayleighlängen von der Tailenmitte entfernt befinden [96, 97]. Zusätzlich ist darauf zu achten, dass die Messpositionen gleich verteilt zu beiden Seiten der Strahltaile angeordnet sind. Da die Kaustikvermessung gepulster Laser im Leistungsstrahl nicht möglich ist, wurde der Rohstrahl mit verschiedenen optischen Komponenten auf wenige Prozent der Ausgangsleistung abgeschwächt und mit einer langbrennweitigen Linse ($f = 1000$ mm) ein Hilfsfokus für die Vermessung erzeugt. Über einen verschiebbaren Retrospiegel wurden die einzelnen Messpositionen abgefahren und die jeweilige Leistungsdichteverteilung mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Über eine hyperbolische Näherungskurve, welche über die Datenpunkte gelegt wird, erfolgt daraus mit der Auswertesoftware die Berechnung der Strahlparameter.

Anhand der Messdaten in Tabelle 7-1 wird deutlich, dass die Systeme durchaus starke Schwankungen in den Beugungsmaßzahlen aufweisen können, obgleich alle Laserquellen von den Herstellern mit einer Beugungsmaßzahl kleiner 1,2 spezifiziert wurden. Als Gründe hierfür können der Prototypenstatus der Systeme sowie Defekte von Resonatorspiegeln und Laserkristallen angeführt werden. Die starken Unterschiede zwischen x- und y-Richtung bei den Systemen I und II können darüber hinaus teilweise auf die Qualität der optischen Gitter, welche zur Pulsstreckung und -kompression eingesetzt werden, zurückgeführt werden. Eine turnusmäßige Kontrolle der Strahlparameter ist bei allen derzeitigen Ultrakurzpulssystemen daher unbedingt empfehlenswert.

System	I	II	III	IV	V	VI	VII
M_x^2	4,2 – 6,3	1,6 – 2,0	~ 1,1	-	1,1 – 1,2	1,1 – 1,2	1,8 – 2,2
M_y^2	1,3 – 4,2	1,4 – 7,4	~ 1,1	-	1,1 – 1,2	1,1 – 1,2	1,8 – 2,0

Tabelle 7-1: Gemessene Beugungsmaßzahlen in x- und y-Richtung der eingesetzten Lasersysteme.

Die Aufnahme des unfokussierten Laserstrahls mit einer CCD-Kamera ist zwar kein Ersatz für eine komplette Strahlvermessung, bietet jedoch eine einfache und vor allem schnelle Kontrollmöglichkeit zur Erfassung von Veränderungen des Strahlprofils und damit der Strahlqualität (Bild 7-1).

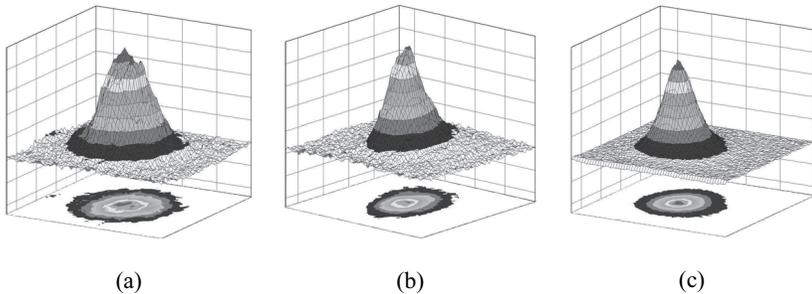


Bild 7-1: Strahlprofile unfokussierter Laserstrahlen. Variierendes Strahlprofil eines CPA-Systems an verschiedenen Messtagen (a) und (b), sowie nahezu ideales Gaußprofil eines ps-Scheibenverstärkers (c).

7.2 Bestimmung von Fokusalage und Fokusbereich

Die Fokusalage ist definiert als der Abstand des kleinsten Strahlquerschnitts von der Werkstückoberfläche, wobei Positionen oberhalb der Werkstückoberfläche als positive und unterhalb entsprechend als negative Fokusalage bezeichnet werden. Um die Fokusalage zu bestimmen, wurde ein Verfahren gewählt, bei dem mit geringer Pulszahl Einbrände auf einem mit einer Metallschicht bedampften Glassubstrat erzeugt werden [98]. Nach jedem Einbrand wurden die z-Position sowie die Position auf dem Substrat schrittweise verändert, wodurch eine Nöpfchenreihe mit sich verändernden Nöpfchendurchmessern entstand. Die z-Koordinate, bei welcher der kleinste Durchmesser vorliegt, entspricht dabei der Fokusalage Null.

Während bei ns-Pulsen durch entsprechende Wahl von Pulszahl und Leistung eine sehr gute Korrelation des Nöpfchendurchmessers mit den Fokusabmessungen besteht [72], konnte dies bei ultrakurzen Pulsen nur bedingt beobachtet werden.

Für die Bestimmung des Fokusbereichs w_{FM} bei ultrakurzen Pulsen wurde daher ein Verfahren basierend auf der für einen Materialabtrag erforderlichen Schwellenergie herangezogen [99]. Hierbei wird eine Serie von Nöpfchen erzeugt, wobei die Pulsenergie sukzessive gesteigert wird. Pulse mit höherer Energie führen dabei zu größeren

Näpfindurchmessern, da ihr Leistungsdichteprofil auf dem Niveau des zum Abtrag erforderlichen Schwellwertes breiter ausgedehnt ist.

Aus der radialen Leistungsdichteverteilung eines realen fokussierten Laserstrahls erhält man für die Schwellleistungsdichte E_{th} , welche auf einem Kreis mit dem Radius r^* herrscht, folgende Beziehung:

$$E_{th} = E(r) = E_0 \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^{*2}}{w_{fM}^2}} \quad (7.1)$$

Wird hierin E_0 durch den Ausdruck für die Leistungsdichte E ,

$$E = \frac{Q_P}{\tau_H \cdot \pi \cdot w_{fM}^2} \quad (7.2)$$

ersetzt, dann erhält man

$$E_{th} = \frac{Q_P}{\tau_H \cdot \pi \cdot w_{fM}^2} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^{*2}}{w_{fM}^2}}, \text{ bzw. } \frac{E_{th} \cdot \tau_H \cdot \pi \cdot w_{fM}^2}{Q_P} = e^{-\frac{2 \cdot r^{*2}}{w_{fM}^2}} \quad (7.3)$$

Im Nenner des Bruches steht nun die Pulsenergie, eine über die mittlere Leistung leicht zugängliche Größe. Wird in Gleichung (7.3) nun für den Ausdruck $E_{th} \cdot \tau_H \cdot \pi \cdot w_{fM}^2$ eine Art „Schwellenergie“ Q_{th} eingeführt und die Gleichung anschließend logarithmiert und nach r^{*2} aufgelöst so ergibt sich daraus:

$$r^{*2} = \frac{w_{fM}^2}{2} \cdot \ln Q_P - \frac{w_{fM}^2}{2} \cdot \ln Q_{th} \quad (7.4)$$

Für den Durchmesser d^* ergibt sich demnach entsprechend folgende Gleichung:

$$d^{*2} = 2w_{fM}^2 \cdot \ln Q_P - 2w_{fM}^2 \cdot \ln Q_{th} \quad (7.5)$$

Diese Gleichung stellt eine Geradengleichung mit der Steigung $2w_{fM}^2$ dar. Trägt man nun die gemessenen Näpfindurchmesser d^* quadratisch über dem natürlichen Logarithmus der zugehörigen Pulsenergie auf (Bild 7-2) und ermittelt die Steigung der Ausgleichsgeraden m_A , so lässt sich daraus der Fokusradius w_{fM} bestimmen zu

$$w_{fM} = \sqrt{\frac{m_A}{2}} \quad (7.6)$$

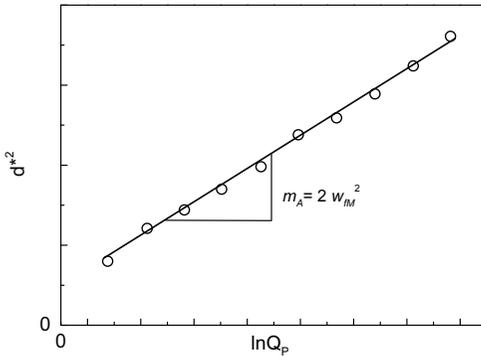


Bild 7-2: Abhängigkeit des Näpfordurchmessers d^* von der Pulsenergie Q_p . Aus der Steigung m_A der Ausgleichsgeraden kann der Fokusradius w_M bestimmt werden.

Theoretisch kann über den Schnittpunkt $-2w_M^2 \cdot \ln Q_{th}$ der Ausgleichsgeraden mit der y-Achse die Schwellenergie H_{th} berechnet werden. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass sich infolge des großen Maßstabs der Ordinate bereits geringe Schwankungen der Geradensteigung stark auf den berechneten Wert auswirken.

7.3 Bewertungskriterien zur Beurteilung von Bohrungen

In den meisten Fällen sollen Bohrungen der geometrischen Form eines Zylinders entsprechen. Fertigungsfehler, aber auch gewünschte Geometrieabweichungen, führen in der Praxis allerdings dazu, dass die Bohrlochkontur von der ideal Kreis- und Zylinderform abweicht. Neben Rundheitsabweichungen und Konizität sind vor allem die Gratöhe h , der Kanteneinzug Δs sowie die Dicke der Schmelzschicht in der Bohrungswand maßgebliche Kriterien für die Beurteilung und den Vergleich lasergebohrter Löcher (Bild 7-3).

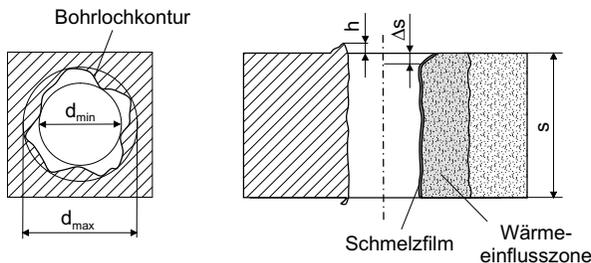


Bild 7-3: Geometrische Kenngrößen zur Beschreibung der Qualität einer Bohrung.

Wie in Bild 7-3 schematisch dargestellt, ist im Allgemeinen die Bohrlochkontur an einer beliebigen Stelle der Bohrung nicht ideal kreisförmig. Der Durchmesser einer Bohrung wird demnach als Mittelwert aus größtem und kleinstem Durchmesser des ein- und umbeschriebenen Kreises der Bohrlochkontur bestimmt [100].

Die Rundheitsabweichung r' wird ermittelt, indem die Differenz aus größtem und kleinstem Radius des gemessenen Profils gebildet wird:

$$r' = \frac{d_{\max} - d_{\min}}{2} \quad (7.7)$$

Als einfaches Maß für die Zylindrizitätsabweichung wird die Konizität t' eingeführt:

$$t' = \frac{d_E - d_A}{1,8 \cdot s} \quad (7.8)$$

Darin beschreibt d_E den mittleren Eintrittsdurchmesser auf der Strahleintrittsseite, d_A denjenigen auf der Strahlaustrittsseite und s die Werkstückdicke [101]. Durch den Faktor 1,8 wird dabei berücksichtigt, dass die Messung des Ein- und Austrittsdurchmessers idealerweise etwa 10 % unterhalb der Werkstückoberfläche erfolgen sollte, um den Kanteneinzug auszuschließen. Eine weitere anschauliche Form zur Beschreibung der Zylindrizität einer Bohrung ist das Verhältnis aus mittlerem Austrittsdurchmesser d_A und mittlerem Eintrittsdurchmesser d_E einer Bohrung. Ist das Durchmesserverhältnis d_A/d_E gleich eins, so liegt eine zylindrische Bohrung vor. Liegt es darunter, so liegt eine positiv konische Bohrlochform vor, bei der der Eintrittsdurchmesser den Austrittsdurchmesser übersteigt. Bei Werten größer eins verhält es sich entsprechend umgekehrt, und man spricht von einer negativ konischen Bohrlochform. Beide Werte geben jedoch lediglich eine grobe Vorstellung von der Bohrlochform. Eventuell vorhandene Ausbuchtungen und Hinterschneidungen lassen sich jedoch nur erfassen, wenn die Bohrung entlang ihrer Längsachse aufgeschliffen oder aber zerstörungsfrei eine Abformung der Bohrung erstellt und das Negativ anschließend vermessen wird [102]. Ersteres bietet zugleich die Möglichkeit durch ein Anätzen der Oberfläche, das Gefüge sichtbar zu machen und so zwischen Schmelzschicht, Wärmeeinflusszone und unbeeinflusstem Grundmaterial zu unterscheiden.

Um ein Gefühl für die Prozesseffizienz zu erlangen, wird sehr häufig die Anzahl der eingebrachten Pulse entweder bis zum Bohrungsdurchbruch oder bis zur fertigen Ausbildung des Bohrungsdurchmessers ermittelt und daraus ein mittlerer Vorschub pro Puls errechnet. In vielen Fällen lässt diese Größe jedoch nur eine unzureichende Aussage über den Einfluss einzelner Prozessparameter zu, da bei Änderungen der Prozess-

parameter zugleich auch die Bohrlochform, und zwar vor allem der Durchmesser und die Zylindrizität, Änderungen unterworfen sind.

Zur Ermittlung des tatsächlich abgetragenen Volumens wird die Bohrung, da sie zu meist von der Zylinderform abweicht vereinfacht als Kegelstumpf angenähert. Aus der Probendicke s , dem mittleren Eintritts- und Austrittsdurchmesser d_E und d_A berechnet sich dann das abgetragene Volumen V zu:

$$V = \frac{\pi}{12} \cdot s \cdot (d_E^2 + d_E d_A + d_A^2) \quad (7.9)$$

Während bei kleinen Wendeldurchmessern das gesamte im Bohrloch befindliche Volumen durch den Laserstrahl abgetragen wird, verbleibt bei größeren Wendeldurchmessern in der Bohrungsmitte ein Kern (Bild 7-4), welcher durch den Strahl quasi ausgeschnitten und durch den vorhandenen Ablationsdruck aus dem Bohrloch geschleudert wird. Der Materialabtrag besteht in diesem Fall aus dem Volumen der „Schnittfuge“, welches sich aus der Differenz des Bohrungsvolumens und des Kernvolumens bestimmen lässt. Hierfür ist die Kenntnis der Breite der Ablationsfront s' erforderlich welche aus Bohrungs- und Wendeldurchmesser wie folgt bestimmt wird:

$$s' = d_B - d_W. \quad (7.10)$$

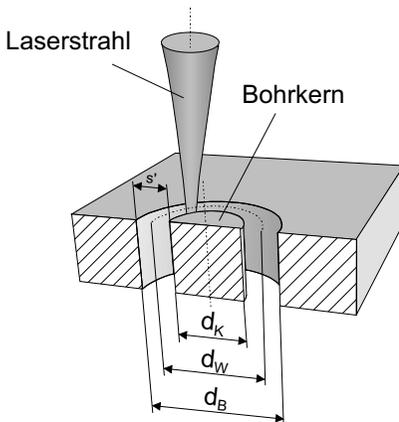


Bild 7-4: Schematische Darstellung der geometrischen Größen einer Wendelbohrung mit Bohrkern.

8 Experimentelle Untersuchungen

8.1 Grundlegende Betrachtungen beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen

Erste Ergebnisse zeigten, dass im Gegensatz zu der gängigen Erwartungshaltung alleine die Verkürzung der Pulsdauer noch kein Garant für eine schmelz- und ablagerungsfreie Bohrung hoher Qualität ist. So zeigten ersten Stichversuche zum Perkussionsbohren mit dem Lasersystem I ein anderes Bild, bei dem im Bereich des Bohrungseintritts die Wand mit einer dicken Schmelzschicht versehen ist, welche als Grat von bis zu mehreren zehntel Millimetern aus dem Bohrloch ragt (Bild 8-1). Vor diesem Hintergrund wurden zunächst Versuchsreihen durchgeführt, um Aufschluss über den prinzipiellen Verlauf des Bohrprozesses bei der Verwendung ultrakurzer Pulse zu erlangen.

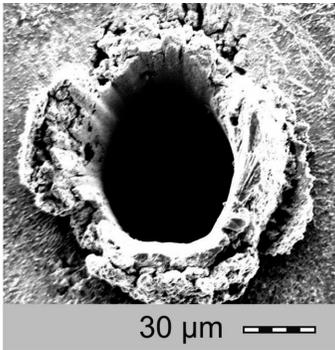


Bild 8-1: Bohrungseintritt einer Perkussionsbohrung in 1 mm Stahl. (Lasersystem I, $\tau = 130$ fs, 350 J/cm², $z_f = -0,2$ mm).

Bereits nach dem ersten Puls findet eine Veränderung der Probenoberfläche hin zu näpfchenförmigen Vertiefungen statt. Die deutlich zu erkennende Elliptizität des Näpfchens ist dabei auf das Strahlprofil des eingesetzten Lasersystems zurück zu führen (vgl. Kapitel 7.1.2). Auffallend ist jedoch, dass die laterale Abmessung der modifizierten Oberfläche deutlich größer ist als der eigentliche Fokusedurchmesser. Ursache hierfür ist die ausreichend hohe Intensität zur Erzeugung eines Luftdurchbruchs, wodurch es zur sog. Conical Emission (vgl. Kapitel 4.4.2) kommt, d.h. der Streuung wesentlicher Energieanteile des Laserstrahls auf eine Fläche deutlich größer als die rein theoretische Abmessung des Fokusbereichs. Die Topographie des

Hierzu wurde eine Probe im Perkussionsbohrverfahren mit unterschiedlicher Anzahl von Pulsen beaufschlagt und anschließend in einem Rasterelektronenmikroskop (REM) untersucht (Bild 8-2).

Bereits nach dem ersten Puls findet eine Veränderung der Probenoberfläche hin zu näpfchenförmigen Vertiefungen statt. Die deutlich zu erkennende Elliptizität des Näpfchens ist dabei auf das Strahlprofil des eingesetzten Lasersystems zurück zu führen (vgl. Kapitel 7.1.2). Auffallend ist jedoch, dass die laterale Abmessung der modifizierten Oberfläche deutlich größer ist als der eigentliche Fokusedurchmesser. Ursache hierfür ist die ausreichend hohe Intensität zur Erzeugung eines Luftdurchbruchs, wodurch es zur sog. Conical Emission (vgl. Kapitel 4.4.2) kommt, d.h. der Streuung wesentlicher Energieanteile des Laserstrahls auf eine Fläche deutlich größer als die rein theoretische Abmessung des Fokusbereichs. Die Topographie des

Näpfchens ist durch ein erstarrtes Wellenmuster geprägt, was auf das Vorhandensein einer ausgeprägten schmelzflüssigen Phase zurück zu führen ist. Der Dampfdruck ist in dieser Phase noch nicht so hoch, dass eine tröpfchenförmige Ablösung der Schmelze von der Wechselwirkungszone zu beobachten ist. Der Materialabtrag findet demzufolge nahezu ausschließlich über eine Verdampfung statt.

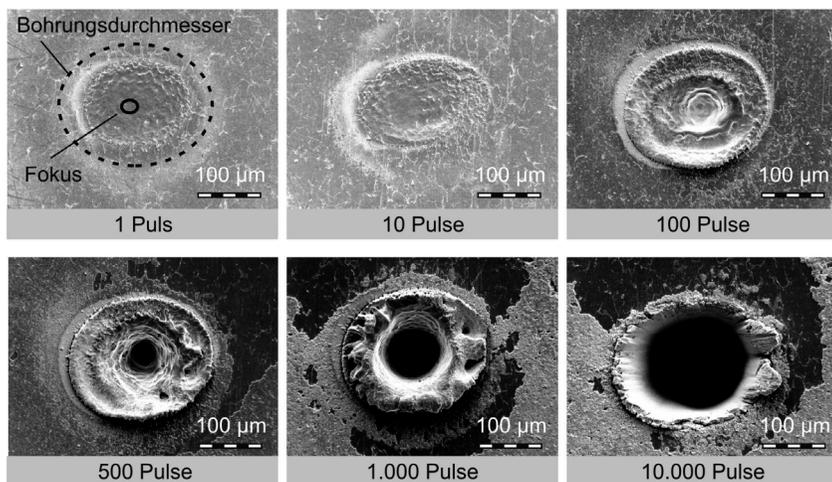


Bild 8-2: Entstehung einer Perkussionsbohrung in 1 mm Stahl. (Lasersystem I, $\tau = 130$ fs, $H = 350$ J/cm², $f_p = 1$ kHz, $z_f = -200$ µm).

Mit zunehmender Pulszahl kommt es zunächst zu einer Vergrößerung von Näpfchendurchmesser und Tiefe, wobei das prinzipielle Erscheinungsbild unverändert bleibt. Erst nach etwa 100 Pulsen ist im vorliegenden Fall ein deutlicher Übergang der Phase planarer Ablation (vgl. Kapitel 4.5) in die Ausbildung einer Bohrkapillare zu erkennen. Während sich im Zentrum der bestrahlten Fläche eine Kapillare auszubilden beginnt, nehmen die Schmelzablagerungen zunächst stark zu. Von dieser Bohrphase an ergibt sich keine nennenswerte Veränderung des Gesamtdurchmessers der Abtragszone. Nach etwa 1.000 Pulsen war die Probe bereits durchbohrt. Zu diesem Zeitpunkt ist das Bohrloch noch durch einen dicken Schmelzfilm gekennzeichnet, der sich erst mit einer Vielzahl weiterer Pulse allmählich zurückbildet. Entsprechend der geometrischen Verhältnisse ist davon auszugehen, dass das Plasma in dieser Phase den dominierenden Abtragsmechanismus darstellt und die Bohrungswand nach und nach glättet. Selbst nach 10.000 Pulsen ist die Bohrung noch durch wesentliche Ablagerungen gekennzeichnet. Eine weitere Erhöhung der Pulszahl darüber hinaus vermag die Erschei-

nungsform der Bohrung nur noch marginal zu verändern, da immer weniger die Entstehung eines intensiven Plasmas begünstigende Materialpartikel zur Verfügung stehen. Der Effekt der Glättung der Bohrlochwand mit zunehmender Bohrdauer wird auch anhand der in Bild 8-3 dargestellten Längsschliffe von Perkussionsbohrungen nochmals verdeutlicht.

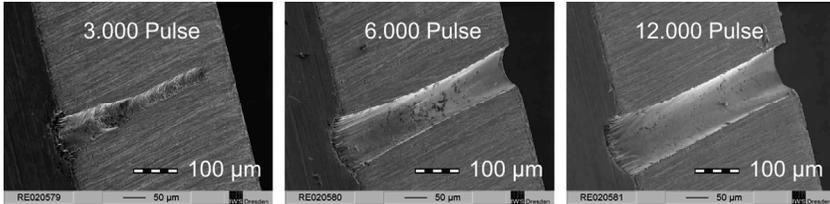


Bild 8-3: Glättung der Bohrlochwand mit zunehmender Bohrdauer. (Lasersystem I, Perkussionsbohren: $\tau_H = 130$ fs, $f_P = 1$ kHz, $H = 350$ J/cm², Material: X5CrNi18-10, $s = 500$ µm).

Interessant ist dabei die Tatsache, dass bereits sehr schnell eine dünne Kapillare entsteht, die bereits weit in die Tiefe des Materials hineinreicht während der obere Bereich der Bohrung durch Plasmaeffekte, wie der „Conical Emission“ und dem „partikelinduzierten Plasma“ (vgl. Kapitel 4.4), bereits stark aufgeweitet ist [68]. Die während der Ausbildung der Bohrkapillare auftretenden Schmelzschichten unterscheiden sich, abhängig von ihrer Position im Bohrloch, in ihrer Dicke und ihrem Erscheinungsbild zum Teil erheblich Bild 8-4. Der Bohrungsgrund weist eine dünne Schmelzschicht auf, die teilweise von Siedeporen durchsetzt ist. Im mittleren Lochabschnitt finden sich dagegen bereits deutlich dickere Schmelzschichten mit unregelmäßigen

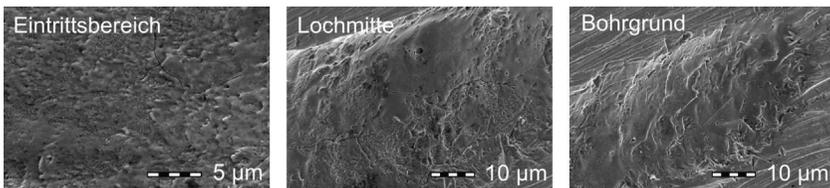


Bild 8-4: Auftretende Schmelzschichten während der Ausbildung der Bohrkapillare. (Lasersystem I, Perkussionsbohren, $\tau_H = 130$ fs, $f_P = 1$ kHz, $H = 350$ J/cm², Material: X5CrNi18-10, $s = 500$ µm).

Strukturen, die teilweise sogar von Rissen durchzogen sind. Die größte Schmelzfilmdicke zeigt die Detailaufnahme des Bohrungseintrittes. Die schuppige Struktur der er-

starten Schmelzschichten lässt dabei deutlich auf die Austriebsrichtung des Materials schließen.

Eine Verbesserung der Strukturpräzision der Bohrung lässt sich beispielsweise durch den Einsatz einer geeigneten Prozessführung wie dem Wendelbohren erzielen. Bei der Entstehung einer Wendelbohrung (Bild 8-5) sind im Wesentlichen die gleichen Bohrphasen wie beim Perkussionsbohren zu beobachten. Auf Grund des relativ großen Wendeldurchmessers verbleibt in der Mitte der Bohrung zunächst ein Kern, der mit zunehmender Bohrdauer an der Oberseite mehr und mehr verrundet und nach vollendeter Durchbohrung schließlich aus dem Bohrloch fällt. Insgesamt treten zwar im Entstehungsprozess der Bohrung ebenfalls dicke Schmelzschichten auf, diese sind aber bei weitem nicht so stark ausgeprägt wie beim Perkussionsbohren. Die Bohrungswand ist nach vollendetem Bohrprozess deutlich glatter, was im Wesentlichen auf den verbesserten Materialaubtrieb beim Wendelbohren zurückgeführt werden kann.

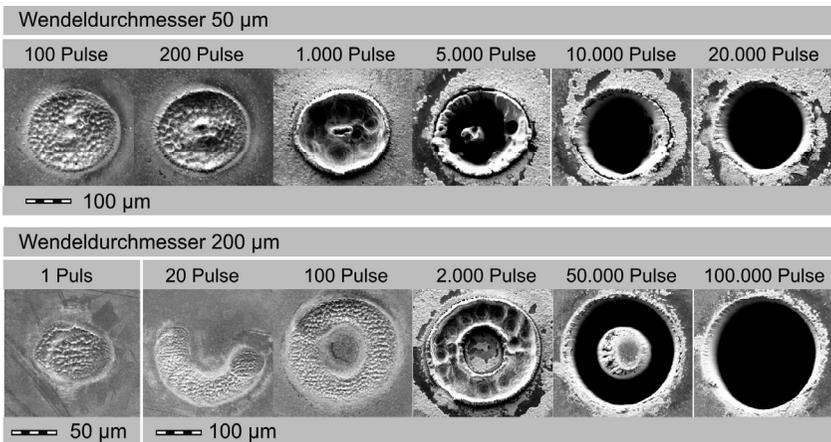


Bild 8-5: Entstehung einer Wendelbohrung in 1 mm Stahl (X5CrNi18-10) mit Wendeldurchmesser 50 µm (oben) und 200 µm (unten). (Lasersystem I, $\tau = 130$ fs, $H = 350$ J/cm², $f_p = 1$ kHz, $z_f = -200$ µm, $f_w = 25$ Hz).

Eine Zunahme der Präzision ist auch zu erwarten, wenn die eingesetzte Energiedichte reduziert wird, womit der Materialabtrag pro Puls abnimmt, was allerdings mit einer Zunahme der Prozesszeit verbunden ist. In Bild 8-6 ist beim Perkussionsbohren mit einer um rund 2/3 reduzierten Energiedichte erst nach etwa 500 Pulsen eine Modifikation der Probenoberfläche, vergleichbar mit der bei einem Einzelpuls höherer Leistung einhergehenden Strukturveränderung, zu erkennen.

Die Ausbildung der Bohrlochkapillare findet ebenfalls erst bei einer höheren Anzahl von Pulsen statt und ist ebenso von deutlichen Schmelzerscheinungen geprägt. Bemerkenswert ist, dass die Bohrung insgesamt deutlich kleiner ausfällt als bei höherer Energiedichte und demnach auch schon nach deutlich kürzere Zeit fertig ausgebildet ist. Bei gleich bleibenden Fokussierbedingungen verringert sich die Fläche mit für den Abtrag ausreichend hoher Intensität bei Verminderung der Laserleistung. Der Hauptgrund für die Abnahme des Bohrungsdurchmessers liegt jedoch in der Verminderung des Effekts der Conical Emission. Vor diesem Hintergrund soll nun eine nähere Betrachtung der Energiedichte und deren Einfluss auf die Abtragsrate erfolgen (Bild 8-7).

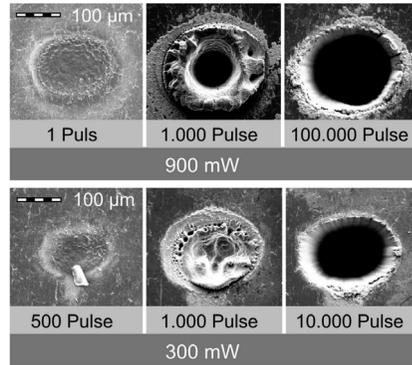


Bild 8-6: Entwicklung der Bohrkapillare beim Perkussionbohren mit einer Energiedichte von $H = 350 \text{ J/cm}^2$ (oben) und $H = 120 \text{ J/cm}^2$ (unten). (Lasersystem I, Stahl X5CrNi18-10, 1 mm, $\tau = 130 \text{ fs}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, $z_f = -200 \text{ }\mu\text{m}$).

Es ist deutlich, dass mit höherer Energiedichte eine größere mittlere Abtragsrate (Tiefenzunahme pro Puls) erzielt wird, wobei sich die beiden hier getesteten Materialien trotz großer Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit, nur unwesentlich voneinander unterscheiden. Mit tiefer liegender Fokusslage steht generell mehr Energie im Austrittsbereich der Bohrung zur Verfügung, womit die Bohrungsausbildung schneller abgeschlossen ist und eine höhere mittlere Abtragsrate einhergeht. Der Vergleich mit dem Hirscheegg-Bohrmodell (vgl. Kapitel 4.5) legt die Interpretation nahe, dass bei zu geringer Fokusslage der Bohrprozess im unteren Bereich der Kapillare im instabilen Regime (IV) mit geringer Ablationsrate erfolgt, wohingegen mit tiefer liegender Fokusslage noch hauptsächlich im stabilen Regime (III) abgetragen wird. Wie in Bild 8-6 ersichtlich ändert sich allerdings mit der Energiedichte auch der Durchmesser der Bohrung und, wie noch gezeigt wird, auch mit der Fokusslage.

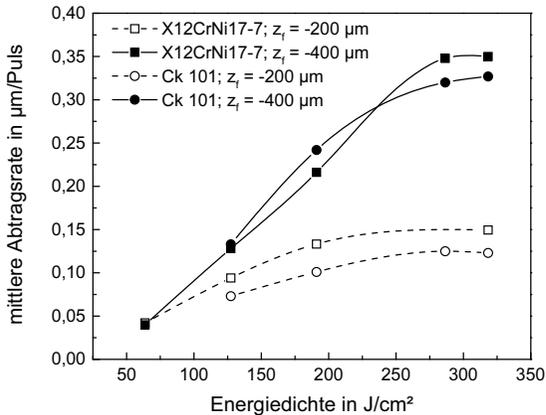


Bild 8-7: Einfluss der Energiedichte auf den mittleren Materialabtrag pro Puls (Lasersystem I, $\tau = 150$ fs, $d_f = 20$ µm, $s = 800$ µm, Perkussionsbohren).

Daher macht es Sinn, neben der mittleren Abtragsrate auch ein Augenmerk auch auf das insgesamt abgetragene Materialvolumen nach Bohrungsende zu legen (Bild 8-8). Unterhalb einer Energiedichte von 150 J/cm² sind die erzielten Bohrungsdurchmesser und somit das Abtragsvolumen nahezu konstant. Mit steigender Energiedichte steht im unteren Bereich der Bohrkapillare zunehmend mehr Energie für den Materialabtrag und die Aufweitung der Bohrung zur Verfügung, womit der Austrittsdurchmesser stetig ansteigt. In der Folge nimmt auch das abgetragene Materialvolumen stetig zu. Auch im Eintrittsbereich der Bohrung kommt es zu einer weiteren Aufweitung, wobei diese wesentlich geringer ausfällt als beim Bohrungsaustritt. Die Zunahme des Abtragsvolumens korreliert daher im Wesentlichen mit dem wachsenden Bohrungsaustritt.

Es versteht sich von selbst, dass zur Gewährleistung einer fertig ausgebildeten Bohrung abhängig von der Energiedichte und dem Wendelradius eine ausreichend lange Bohrdauer gewählt werden muss. Allerdings wird dabei oftmals vergessen, dass auch die Fokuslage einen starken Einfluss auf den Bohrungsdurchmesser und demzufolge der Konizität einer Bohrung besitzt. Dies wird anhand der Diagramme für Ein- und Austrittsdurchmesser in Abhängigkeit der Bohrdauer in Bild 8-9 deutlich.

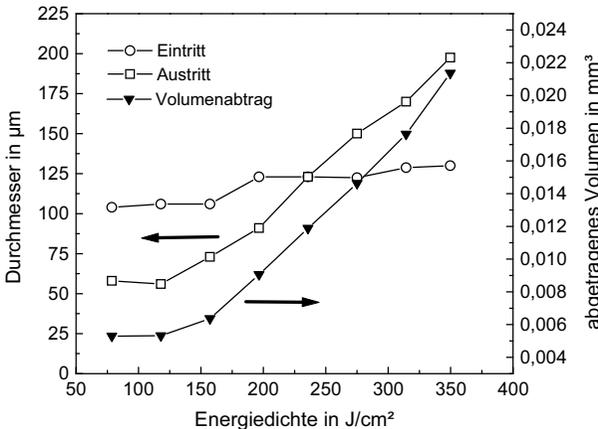


Bild 8-8: Abgetragenes Materialvolumen nach Bohrungsende in Abhängigkeit der Energiedichte. Die jeweilige Bohrdauer wurde so gewählt, dass bei einer weiteren Steigerung keine Vergrößerung des Bohrungsdurchmessers mehr erfolgte, das Volumen über eine Annäherung durch eine Kegelstumpf wurden basierend auf dem Bohrungseintritt- und -austrittsdurchmesser bestimmt. (Lasersystem II, $\tau = 2,4$ ps, $d_f = 18$ µm, Stahl, $s = 1$ mm, $z_f = -400$ µm, Wendelbohren, $d_w = 20$ µm, $f_w = 11$ Hz).

Bei Fokuslagen unterhalb der Probenoberfläche ist der Eintrittsdurchmesser bereits mit den ersten Sekunden der Bohrung fertig ausgebildet und vergrößert sich im weiteren Verlauf nicht mehr, wohingegen bei größeren Fokuslagen eine Zunahme des Eintrittsdurchmessers über den gesamten Bohrverlauf zu beobachten ist. Die Größe des Bohrungseintritts nimmt generell mit zunehmender Fokuslage zu, wobei erstaunlicherweise enorme Durchmesserunterschiede zu verzeichnen sind. So ist der Eintrittsdurchmesser bei einer Fokuslage von +300 µm mehr als doppelt so groß wie der Durchmesser bei einem um den gleichen Betrag innerhalb der Bohrung liegenden Fokuslage. Als Ursache kann der Einfluss der „Conical Emission“ angenommen werden (vgl. Kapitel 4.4.2), welche zu einer Auffächerung des Laserstrahls am Luftdurchbruch führt und damit eine Aufweitung des Bohrungseintritts verursacht. Entsprechend der Energieverteilung im Streukegel [66] ist auch verständlich, dass die Aufweitung des Eintrittsgebietes erst nach längerer Bohrdauer abgeschlossen ist.

Die Durchbohrung der 1 mm starken Probe findet bereits nach wenigen Sekunden statt wogegen sich die Entwicklung des Bohrungsaustritts zu seiner endgültigen Größe noch über einen längeren Zeitabschnitt hinzieht (Bild 8-9). Mit tieferen, im Werkstück

gelegenen Fokusslagen sind generell größere Austrittsdurchmesser zu erzielen, was in erster Linie mit der zum Abtrag zur Verfügung stehenden Energie zusammenhängt. Der höhere Materialabtrag resultiert dabei auch in einer etwas längeren Bohrzeit bis zur Fertigstellung der Bohrungsgeometrie. Die eingesetzte Energiedichte ist nicht ausreichend um den Bohrungsaustritt zu einer zylindrischen Bohrung aufzuweiten.

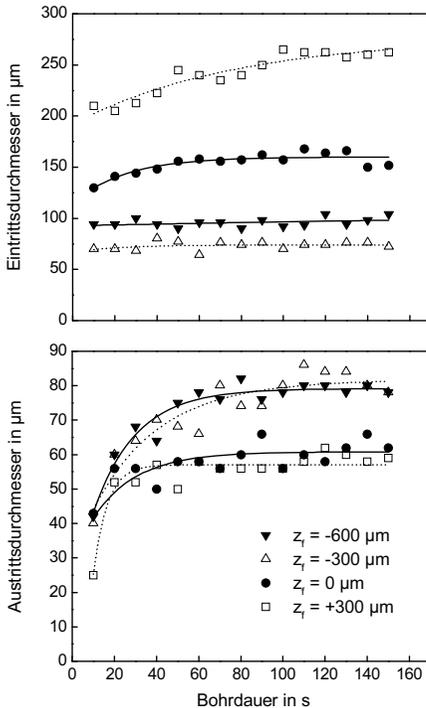


Bild 8-9: Entwicklung der Bohrlochgeometrie mit der Bohrdauer für verschiedene Fokusslagen. Mit tiefer liegender Fokusslage lässt sich der Bohrungsaustritt deutlich vergrößern, während der Bohrungseintritt reduziert wird. Die eingesetzte Energiedichte ist nicht ausreichend, um den Bohrungsaustritt zu einer zylindrischen Bohrung aufzuweiten. (Lasersystem IV, $\tau = 10$ ps, $f_p = 20$ kHz, $H = 56$ J/cm², Material: X5CrNi18-10, $s = 1$ mm, Wendelbohren, $d_w = 20 \mu\text{m}$, $f_w = 11$ Hz).

8.2 Bohrungseffizienz und -qualität im Kontext der Pulddauer

Mit dem Verständnis der grundlegenden Zusammenhänge beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen kann nun der Frage nachgegangen werden, in wieweit eine Verkürzung der Pulsdauer bis hin in den Femtosekundenbereich überhaupt den Gesamtprozess verbessert.

Die Lasersysteme I und II besitzen jeweils die Möglichkeit die Pulsdauer stufenlos im Bereich von etwa 120 fs bis zu wenigen Pikosekunden zu verändern. Dadurch besteht die Möglichkeit eines direkten Vergleiches der Auswirkungen verschiedener Pulsdauern auf das Abtragsverhalten ohne dabei verschiedene Laserquellen mit unterschiedlichen Systemvoraussetzungen (Strahlqualität, Strahlprofil, Rohstrahldurchmesser, Strahlführung und Fokussierbedingungen) verwenden zu müssen. Auf Grund des Aufbaus und der damit verbundenen Systemstabilität der eingesetzten Lasersysteme war eine Veränderung des Strahlprofils zwar auch nicht gänzlich auszuschließen, davon abgesehen konnten dennoch aussagekräftige Ergebnisse erzielt werden, die im Folgenden diskutiert sind.

8.2.1 Einfluss von Pulsdauer und Energiedichte

Mit zunehmender Pulsdauer ist eine deutliche Abnahme der mittleren Abtragsrate zu verzeichnen (Bild 8-10), wobei der stärkste Rückgang im Bereich weniger hundert Femtosekunden stattfindet. Wesentlich für die hohen Abtragsraten im Femtosekundenbereich ist die bei gleicher mittlerer Leistung deutlich höhere Intensität. Entsprechend den Erwartungen ist die mittlere Abtragsrate für dickeres Material geringer.

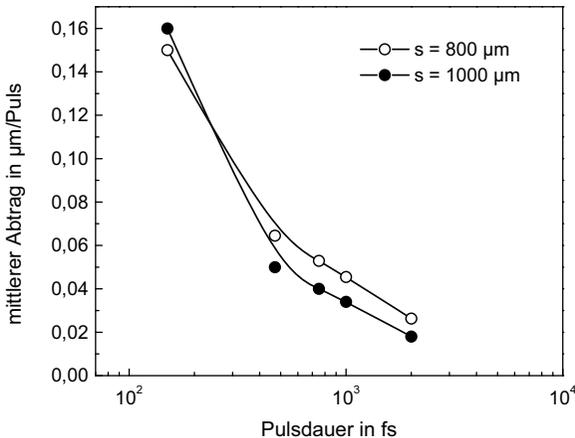


Bild 8-10: Einfluss der Pulsdauer auf den mittleren Materialabtrag pro Puls. (Lasersystem I, $f_p = 1 \text{ kHz}$, $z_r = -200 \mu\text{m}$, $H = 350 \text{ J/cm}^2$ Material: X5 CrMo 14-10, Perkussionsbohren).

In Bild 8-11 ist die Abhängigkeit der Abtragsrate von der Bohrtiefe (Materialstärke) wiedergegeben und wird nachfolgend diskutiert. Der Vorteil hoher Abtragsraten bei

kürzeren Pulsdauern scheint hier nur bei geringeren Materialstärken unterhalb von 0,5 mm gegeben zu sein. Entsprechend dem Kurvenverlauf zeigt sich, dass das Abtragsverhalten, wie es durch das Hirscheggmodell bei Pulsdauern im ns-Bereich [34,72] beschrieben wird, auch bei ultrakurzen Pulsen seine Anwendung findet [35,66]. Die höchste Abtragsrate ist zu Beginn des Bohrens in Phase I zu verzeichnen. Um bei größeren Materialstärken nicht übermäßig lange Bohrdauern zu bekommen, und um die Bohrungsqualität etwas zu optimieren, wurde der Fokus um 200 μm ins Werkstück gelegt, womit sich das Auftreten der höchsten Abtragsrate bei diesem Wert erklärt. Mit zunehmender Materialdicke kommt es zum starken Abfall der Abtragsrate in Phase II, die sich in der daran anschließenden Phase III nur noch unwesentlich verändert. Mit Werten zwischen 0,01 und 0,09 $\mu\text{m}/\text{Puls}$ liegt die benötigte Dauer zur Durchbohrung einer 1 mm starken Stahlprobe damit in der Größenordnung von 100 s. Es sei hier angemerkt, dass dies lediglich die erforderliche Zeit bis zur Durchbohrung der Probe ist, während die fertige Ausbildung der Bohrung noch weitaus länger dauern kann (vgl. Kapitel 8.1).

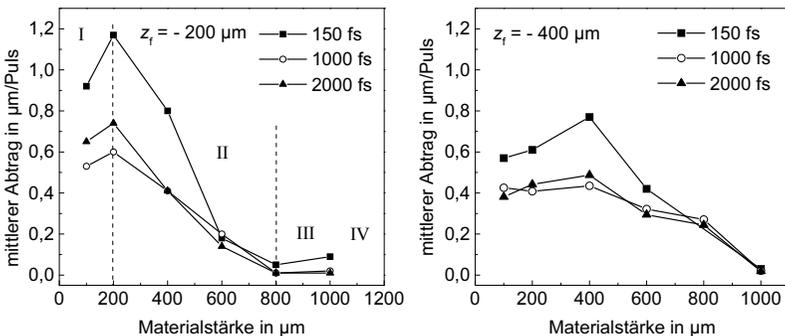


Bild 8-11: Verlauf der mittleren Abtragsrate mit der Bohrtiefe in Abhängigkeit der Pulsdauer bei einer Fokuslage z_f von $-200 \mu\text{m}$ (links) und $-400 \mu\text{m}$ (rechts). Die jeweiligen Abtragsraten wurden bestimmt, indem Proben entsprechender Materialstärke mit Reihen steigender Pulszahl versehen wurden, bis eine Durchbohrung festgestellt wurde. (Lasersystem I, $H = 350 \text{ J}/\text{cm}^2$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Stahl X12CrNi17-7, Perkussionsbohren).

Bei tiefer liegender Fokuslage (Bild 8-11 rechts) zeigt sich prinzipiell das gleiche Verhaltensmuster. Allerdings ist der Abfall zu niedrigeren Abtragsraten zu größeren Tiefen verschoben und verläuft weniger steil. Da mit der tieferen Fokuslage mehr Laserenergie im unteren Bereich der Probe zum Materialabtrag zur Verfügung steht, ergibt sich für ein 1 mm starkes Material insgesamt eine höhere Abtragsrate als bei der höhe-

ren Fokusslage. Es ist davon auszugehen, dass sich auch hier eine Phase nahezu konstanter Abtragsrate anschließen wird.

Insgesamt scheinen die einzelnen Phasen des Bohrmodells weniger stark ausgeprägt zu sein, als dies zum Beispiel von längeren Pulsdauern her bekannt ist. Eine wesentliche Rolle spielt dabei die Energiedichte. In ergänzenden Versuchen der Forschungsgruppe konnte gezeigt werden, dass die Ausprägung der Bohrphasen mit zunehmender Energiedichte abnimmt [35].

Bild 8-12 verdeutlicht nochmals den starken Einfluss der Fokusslage auf die Abtragsrate. Während bei der Fokusslage auf der Probenoberfläche die einzelnen Phasen des Hirschegg-Bohrmodells stark ausgeprägt sind, ist die Abtragsrate bei einer Fokusslage tief im Werkstück im Wesentlichen nur von einem sich über einen langen Bereich erstreckenden, nahezu konstanten Verlauf mit moderaten Raten gekennzeichnet, an den sich ein Abfall der Abtragsrate hin zu sehr dicken Materialien anschließt. Der Vorteil eines tiefer im Werkstück liegenden Fokus ist bei der Bearbeitung dickerer Materialien gegeben, wobei die Bohrgeschwindigkeit um etwa eine Größenordnung größer ist als bei einer Fokusposition auf der Probenoberfläche.

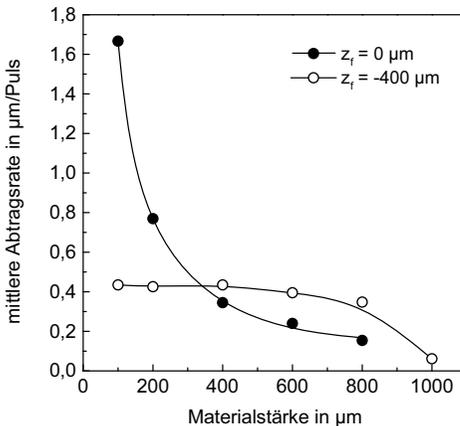


Bild 8-12: Einfluss der Fokusslage auf den Verlauf der mittleren Abtragsrate mit der Bohrtiefe. Bei tiefen Fokusslagen verschwinden die einzelnen Phasen des Bohrmodells, und der Abtrag ist über einen weiten Bereich von konstanten Abtragsraten gekennzeichnet mit einem Abfall zu sehr großen Materialstärken. (Lasersystem I, $\tau = 1 \text{ ps}$, $H = 350 \text{ J}/\text{cm}^2$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Stahl X12CrNi17-7, Perkussionsbohren).

Beim Vergleich verschiedener Werkstoffe (Bild 8-13) zeigt sich, dass bei Aluminium und Kupfer, vor allem bei sehr dünnen Materialstärken, deutlich höhere Abtragswerte, um das bis 6,5-fache bei Aluminium und das 2,5-fache bei Kupfer, als bei Stahl erzielt werden. Der Vergleich der thermischen Eigenschaften von Kupfer und Aluminium zu denen von Stahl legt die Interpretation nahe, dass die um das 3-fach größere Diffusionslänge maßgeblich für die starken Unterschiede mit verantwortlich sind [103]. Mit

zunehmender Bohrtiefe gleichen sich die Abtragswerte dagegen denen der beiden Stähle an.

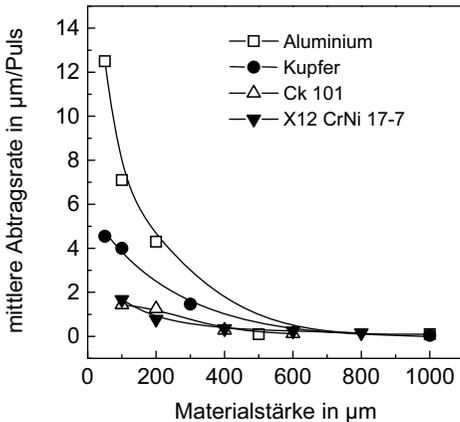


Bild 8-13: Entwicklung der mittleren Abtragsrate mit der Bohrtiefe für verschiedene Metalle. (Lasersystem I, $\tau = 1$ ps, $H = 350$ J/cm², $z_f = 0$ μm , $f_p = 1$ kHz, Perkussionsbohren).

Zur Erzielung von hohen Abtragsraten ist selbstverständlich auch ein gewisses Minimum an Energiedichte erforderlich. Daher darf bei der Betrachtung der Abtragsrate die Abhängigkeit von der Energiedichte nicht außer Acht gelassen werden. Insbesondere beim Vergleich verschiedener Pulsdauern lassen sich erhebliche Unterschiede in der Abtragsrate feststellen (Bild 8-14 (a)). Mit ansteigender Energiedichte ist bei einer Pulsdauer von 100 fs bereits ein unmittelbarer steiler Anstieg der mittleren Abtragsrate zu verzeichnen, der erst im weiteren Verlauf eine gewisse Abflachung erfährt. Bei einer Pulsdauer von 2 ps dagegen bleibt die Abtragsrate zunächst über einen langen Bereich auf einem sehr niedrigen Niveau, bis schließlich, zumindest für die Fokusslage $z_f = 0$ μm , ein Anstieg zu erkennen ist. Eine Untersuchung bei noch höheren Energiedichten ließ sich mit dem eingesetzten Lasersystem nicht realisieren. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass auch die Werte für die tiefere Fokusslage entsprechend ansteigen. Basierend auf diesen Erkenntnissen scheint für dünne Materialstärken zunächst der Einsatz von fs-Pulsen wünschenswert. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass mit zunehmender Energiedichte eine Zunahme von Plasmaeffekten einhergeht, welche letztendlich die Bohrungsqualität herabsetzen und die Bohrungsgeometrie verändern (vgl. Kapitel 4.4). Bei größeren Materialstärken (Bild 8-14 (b)) zeigt sich ein Unterschied in der mittleren Abtragsrate zwischen Femtosekundenpulsen und Pikosekundenpulsen erst bei höheren Energiedichten oberhalb von 200 J/cm², wo bereits mit starken Plasmaeffekten gerechnet werden muss [35, 66].

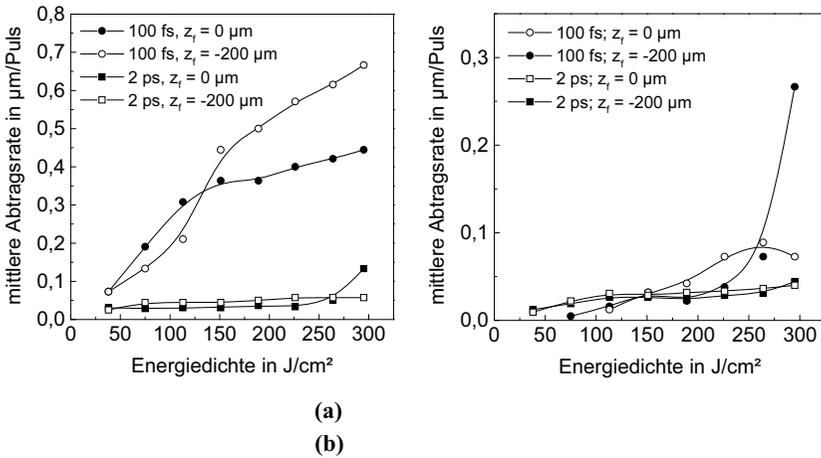


Bild 8-14: Einfluss der Energiedichte auf den mittleren Materialabtrag bei einer Materialstärke von 0,4 mm (a) und 0,8 mm (b). (Lasersystem II, $f_p = 1$ kHz, Perkussionsbohren, Material: X5CrNi18-10).

Bei der Wahl der Energiedichte muss neben der Abtragsrate daher stets der Aspekt der Bohrlochqualität mit berücksichtigt werden, welche mit geringerer Energiedichte sukzessive ansteigt (Bild 8-15). Die erzielbare Bohrlochqualität steht damit im diametralen Gegensatz zur erzielbaren Abtragsrate bzw. Prozesszeit.

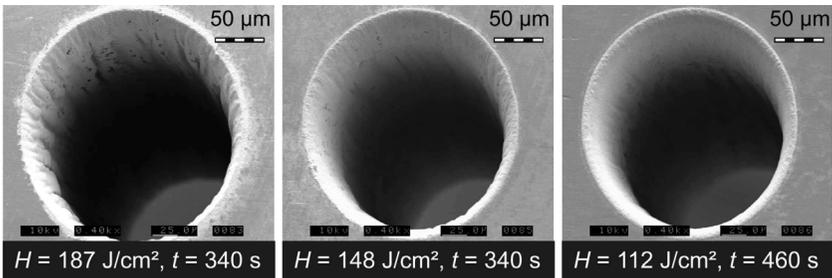


Bild 8-15: Einfluss der Energiedichte auf die Bohrungsqualität. (Lasersystem VI, $\tau = 4$ ps, $f_p = 1$ kHz, $z_f = -500$ µm, Material: X5CrNi18-10, $s = 1$ mm, Wendelbohren, $d_w = 60$ µm).

8.2.2 Optimale Pulsdauer für das Präzisionsbohren von Metallen

Um sich der Antwort auf die Frage nach der optimalen Pulsdauer für das Präzisionsbohren zu nähern, bedarf es einer Abwägung zwischen den Hauptkriterien aus produktionstechnischer Sicht, der Bohrungsqualität und der Prozesszeit. Hierbei sind insbesondere zwei verschiedene Regime zu betrachten. Das Regime der „langen Pulse“ im Bereich von wenigen Nanosekunden bis hin zu einigen Millisekunden und das Regime der „ultrakurzen Pulse“ mit Pulsdauern im Femtosekunden- und Pikosekundenbereich. Für das Regime der langen Pulse ist die Fragestellung relativ einfach zu beantworten, die Antwort hinlänglich bekannt und soll hier nur der Vollständigkeit halber nochmals mit aufgeführt werden. Die erzielbare Präzision wird maßgeblich vom Ausmaß der beim Abtragsprozess entstehenden Schmelze mit bestimmt. Dieser Anteil ist umso größer je länger die Pulsdauer ist und verringert sich mit abnehmender Pulsdauer, da zunehmend mehr Material über den Verdampfungsprozess (vgl. Kapitel 4) abgetragen wird. Da die Verdampfung jedoch deutlich mehr Energie benötigt als lediglich das Aufschmelzen des Materials, nimmt die Prozesseffizienz zugleich ab. Präzise und qualitativ hochwertige Bohrungen machen also eine Verkürzung der Pulsdauer erforderlich, wobei einhergehend die Prozesszeit typischerweise um Größenordnungen zunimmt, da anstatt von einem oder wenigen Einzelpulsen nun eine Vielzahl von Pulsen zur Durchbohrung notwendig ist.

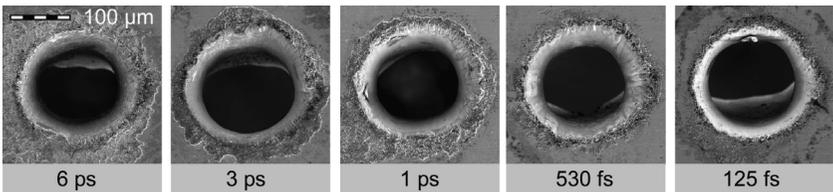


Bild 8-16: Bohrungseintritte für verschiedene Pulsdauern. (Lasersystem II, $f_p = 1$ kHz, $z_f = -200$ µm, Wendelbohren: Scanner, $f = 80$ mm, $d_t = 18$ µm, $d_w = 80$ µm, $f_t = 11$ Hz, $H = 280$ J/cm², 45.000 Pulse, Material X12CrNi 17-7).

Bei der Qualitätsbetrachtung für das Bohren im Regime der Piko- und Femtosekunden ist festzuhalten, dass die Schmelzfilmdicke zwar weiter zurückgeht (vgl. Kapitel 4.3), die Entstehung von Schmelze jedoch nicht gänzlich vermieden werden kann. Ähnlich dem Bohren mit längeren Pulsen, verbleibt eine Schmelzschicht in der fertigen Bohrung (vgl. Kapitel 8.1) sofern keine geeignete Maßnahme, wie das Wendelbohren oder das Absenken der Energiedichte, zu deren Reduktion getroffen wird. Die Qualitätsun-

terschiede zwischen dem Bohren mit Pikosekundenpulsen und Femtosekundenpulsen sind dabei nur marginal (Bild 8-16).

Es muss allerdings bedacht werden, dass mit der Verkürzung der Pulsdauer auch eine Zunahme nichtlinearer Effekte einhergeht, die sich einerseits vermindern auf die Bohrungsqualität auswirken können und andererseits eine Veränderung der Bohrlochform und -größe verursachen. Vor diesem Hintergrund erscheint eine Pulsdauer von wenigen 5 bis 10 Pikosekunden für das Laserbohren von Metallen mit Pulsenergien in der Größenordnung von etwa $100 \mu\text{J}$ [66] als optimal (Bild 8-17).

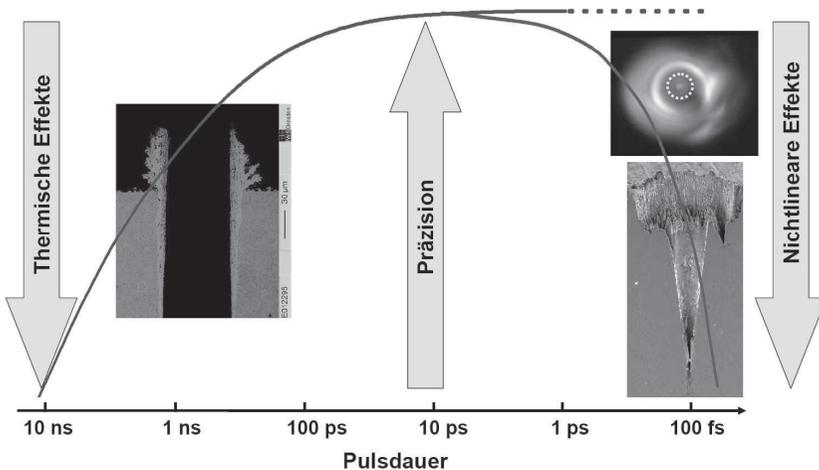


Bild 8-17: Schematische Darstellung der erreichbaren Bohrungsqualität in Abhängigkeit von der Pulsdauer. Bei langen Pulsen im ns-Regime wird die Präzision durch Schmelzgrate und -ablagerungen reduziert, während bei ultrakurzen Pulsen im Femtosekundenbereich nichtlineare Wellenfrontstörungen das Strahlprofil verschlechtern und dadurch wiederum die erzielbare Qualität reduzieren [104].

In die Betrachtung der optimalen Pulsdauer müssen selbstverständlich auch die Abtragsrate und damit die Prozesseffizienz mit eingehen. Wie die vorangegangenen Untersuchungen gezeigt haben, können sich die Werte für die Abtragsrate zum Teil erheblich voneinander unterscheiden, wobei Fokusbildung und Energiedichte maßgeblichen Einfluss haben. Allerdings darf das Augenmerk dabei nicht nur auf die mittlere Abtragsrate gerichtet werden, sondern vielmehr auf die zur Fertigstellung einer Bohrung benötigte Zeit. Eine hohe mittlere Abtragsrate ermöglicht zwar ein sehr schnelles Durchbohren, die Fertigstellung einer Bohrung, insbesondere im Bereich des Boh-

rungsaustrittes, kann mitunter ein Vielfaches der Durchbruchzeit betragen. Dies ist insbesondere bei hohen Energiedichten der Fall, welche zunächst sehr starke Schmelzablagerungen hervorrufen können, die erst nach einer sehr langen Nachbohrzeit weitestgehend wieder abgetragen und geglättet werden (siehe Bild 8-6). Eine Absenkung der Energiedichte führt dagegen von vornherein zu einer Verbesserung der Bohrlochqualität, allerdings zu Ungunsten der mittleren Abtragszeit. Für eine industrielle Umsetzung ist es daher entscheidend, ein Optimum aus Qualität und Prozesszeit zu finden sowie Prozesstechniken zu entwickeln, welche die Abtragseffizienz sowie die erzielbare Qualität bei hohen Energiedichten weiter verbessern.

Bei der industriellen Umsetzung des Laserbohrens stellen sich zudem die Fragen nach Investitionskosten, Betriebskosten und technischer Verfügbarkeit von Lasersystemen. Nicht zu vernachlässigen ist daher der Aspekt, dass Lasersysteme mit Pulsdauern größer als eine Pikosekunde ohne CPA-Technik auskommen und damit robuster und preiswerter gebaut werden können (vgl. Kapitel 4.2).

8.3 Polarisationseffekte

Heutzutage emittieren alle für die Materialbearbeitung verfügbaren UKP-Laser linear polarisiertes Licht infolge der schnellen optischen Schalter, welche zur Selektion einzelner Seedpulse für die Verstärkung eingesetzt werden. Es hat sich gezeigt, dass die Orientierung der Polarisation von besondere Bedeutung ist, wenn es darum geht Strukturen, Schnitte oder Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis zu erzeugen. Ein Phänomen, welches von der Materialbearbeitung mit Pulsen im längeren Pikosekunden oder Nanosekundenbereich her bekannt ist, ist die unterschiedliche Effizienz der Wandabsorption bei tiefen Strukturen in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Polarisation. Daher kann häufig ein Abknicken der Bohrkapillare in Richtung senkrecht zu der durch den elektrischen Feldvektor bestimmten Polarisationsrichtung beobachtet werden [105]. Außerdem kann es zu unregelmäßig geformten Bohrungsaustritten mit größeren Durchmessern senkrecht zur Polarisationsrichtung des Laserstrahls kommen [34, 106]. Dieser Effekt kann durch die höhere Reflektion für senkrecht-polarisiertes Licht (definiert in Bezug auf die Einfallsebene, welche durch die Ausbreitungsrichtung des Lichtes und die Oberflächennormalen bestimmt ist) mit zunehmendem Einfallswinkel erklärt werden [107, 108]. Infolge der Vielfachreflexion, die das Licht auf dem Weg zum Bohrgrund erfährt, steht dort ein größerer Anteil senkrecht polarisierter Strahlung zum Materialabtrag zur Verfügung. Gleiche Beobachtungen konnten auch beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen gemacht werden [107, 108, 109]. Bild 8-18 zeigt die unre-

gelmäßigen Bohrungsausritte zweier mit linearer Polarisation gebohrter Wendelbohrungen. Die Polarisationsrichtung wurde zwischen den beiden Bohrungen mit Hilfe einer $\lambda/4$ -Platte um 90° gedreht, wodurch sich die ovale Bohrlochform entsprechend dreht. Die größere Ausdehnung des Bohrungsausrittes ist dabei jeweils senkrecht zu Polarisationsrichtung zu beobachten. Die hier nicht dargestellten Bohrungseintritte zeigten dagegen keine Veränderung in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung [107].

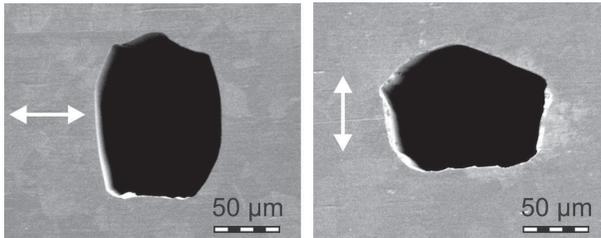


Bild 8-18: Einfluss der Polarisationsrichtung auf die Form des Bohrungsausrittes beim Wendelbohren. Die Polarisationsrichtung wurde zwischen den beiden Bohrungen mittels einer $\lambda/4$ -Platte um 90° gedreht. (Lasersystem I, $\tau_H = 120$ fs, $\lambda = 775$ nm, $H = 310$ J/cm², $f_p = 1$ kHz, $f_w = 11$ Hz, Material: X5CrNi18-10, $s = 1$ mm).

Bei den durchgeführten Bohrversuchen mit ultrakurzen Pulsen konnte jedoch noch ein weiterer polarisationsabhängiger Effekt beobachtet werden. Wie in Bild 8-19 zu sehen, treten im Bereich des Bohrungseintrittes an der Bohrlochwand Riefen mit einem typischen Abstand von mehreren Mikrometern in Längsrichtung der Bohrung auf, welche jedoch über den Umfang hinweg nicht einheitlich groß sind. In einigen Bereichen erstrecken sich die Riefen mehrere hundert Mikrometer entlang der Bohrungswand in die Tiefe, während sie in anderen Bereichen nur auf einer Länge von wenigen Mikrometern zu beobachten sind. Bei einer genaueren Betrachtung der Polarisationsrichtung zur Einfallsebene fällt auf, dass die langen Riefen nur dort auftreten, wo die lineare Polarisation senkrecht zur Einfallsebene steht, während bei paralleler Orientierung die Riefen nahezu vollständig unterdrückt sind.

Die Ursachen für die Entstehung der Riefen konnten bislang noch nicht endgültig geklärt werden. Als eine Möglichkeit wird in Betracht gezogen, dass beide Arten von Riefen den selben Ursprung haben und aus der charakteristischen Oberflächenstruktur hervorgehen, welche zu Beginn der Bohrung nach wenigen Pulsen beobachtet werden kann (siehe Bild 8-2 und Bild 8-5), und sich während des weiteren Bohrverlaufs innerhalb der Bohrung fortsetzen. Die riefige Struktur wird dabei sehr wahrscheinlich durch

Strahlprofilinhomogenitäten verursacht, welche mit dem Effekt der Conical Emission einhergehen (vgl. 4.4.2). Dieser Ansatz würde zumindest auch erklären, warum diese Form von Riefen bisher nur bei ultrakurzen Pulsen in Erscheinung tritt und bei längeren Pulsdauern bislang noch nicht beobachtet werden konnte.

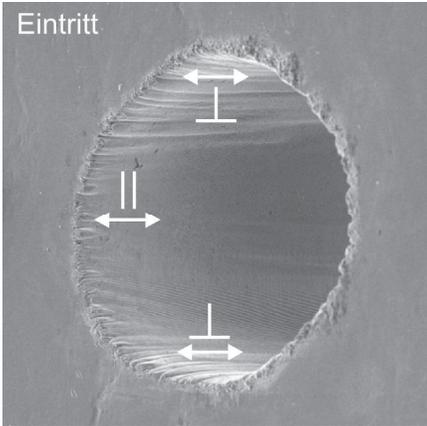


Bild 8-19: Einfluss der Polarisationsrichtung auf die Bildung von Riefen an der Bohrungswand. ($\tau_H = 120$ fs, $\lambda = 800$ nm, $H = 310$ J/cm², $f_P = 1$ kHz, $f_W = 11$ Hz, Material: X5CrNi18-10, $s = 0,5$ mm).

Zur Erfüllung der sehr hohen Qualitätsanforderungen, die zumeist an Mikrobohrungen gestellt werden, müssen die Bohrungswände möglichst glatt und homogen und daher frei von Riefen sein. Vor diesem Hintergrund wurde nach Lösungsansätzen gesucht, die Polarisation während des Bohrprozesses gezielt einzusetzen, um die negativen Auswirkungen auf die Bohrlochform zu verhindern und gleichzeitig die Riefenbildung auf der Oberfläche der Bohrungswand zu minimieren. Während mit dem Einsatz zirkularer Polarisation zwar die Rundheit der Bohrungsausgänge verbessert werden kann, lassen sich die Riefen damit jedoch nicht vermeiden. Durch eine Rotation

des Werkstücks während des Bohrprozesses ist es dagegen möglich, beide negativen Effekte zu vermeiden. Allerdings besitzt dieses Verfahren den Nachteil, dass es für komplexe oder große Bauteile, insbesondere wenn mehrere Bohrungen eingebracht werden sollen, nicht praktikabel und damit für einen industriellen Einsatz nicht geeignet ist.

Eine alternative Möglichkeit wäre, die lineare Polarisation während des Wendelbohrprozesses derart mitzuführen, dass sie in Bezug auf die Bohrungswand stets gleich orientiert ist. Dies erfordert jedoch eine Vorrichtung, welche es ermöglicht, die Polarisation des Laserstrahls mit gleicher Frequenz zu verdrehen, wie die beim Wendelbohren verwendete Wendelfrequenz. Für eine sinnvolle Umsetzung dieses Verfahrens ist im Allgemeinen allerdings eine Synchronisation zwischen der Vorrichtung notwendig, welche die Polarisation dreht, und dem System, welches die Relativbewegung zwischen dem Laserstrahl und dem Werkstück beim Wendelbohren erzeugt. Um diese Problematik zu umgehen wurde ein neues Konzept aufgestellt, bei dem durch die

Kombination einer Trepanieroptik und einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte die Polarisation beim Wendelbohren ohne zusätzlichen Aufwand synchron mit der Strahlbewegung rotiert und zudem in beliebiger Orientierung zur Lochwand eingestellt werden kann.

In Bild 8-20 ist das Prinzip der gezielten Polarisationsmitführung dargestellt. Der aus dem Laser kommende, linear polarisierte Strahl wird mit einer im Strahlengang feststehenden $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte zunächst zirkular polarisiert. Eine zweite $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte wird derart mit der Trepanieroptik kombiniert, dass sie in Bezug auf die Keilplatten zum einen justierbar ist und zum anderen beim Betrieb der Optik mit gleicher Umdrehungsfrequenz rotiert. Aus der zirkularen Polarisation wird dadurch erneut eine lineare Polarisation des Strahls erzeugt, wobei nun die Polarisation mit der Drehfrequenz ω der Trepanieroptik umläuft und damit stets in gleicher Weise zur Wand der Bohrung orientiert ist. Durch ein Verdrehen der mitrotierenden $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte relativ zu den Keilplatten ist darüber hinaus die Orientierung der Polarisation zur Bohrlochwand beliebig einstellbar. Damit bietet dieses Verfahren ein Höchstmaß an Flexibilität zur Nutzung des Polarisationsinflusses beim Laserbohren.

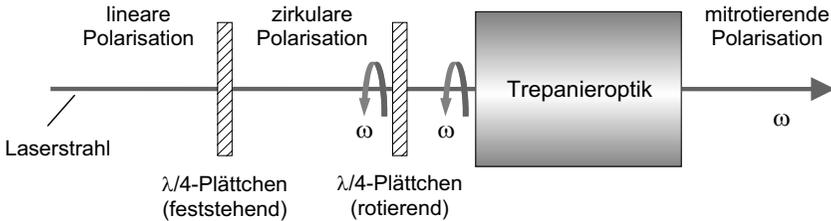


Bild 8-20: Prinzip der Polarisationsmitführung mittels Trepanieroptik. Die Kombination zweier $\lambda/4$ -Plättchen, eines davon fest im Strahlengang fixiert, das andere mit gleicher Umdrehungsfrequenz ω wie die Keilplatten der Trepanieroptik mitrotierend, führt zu einer linearen Polarisation, welche synchron zu der Strahlbewegung mitläuft.

Anhand Bild 8-21 wird das Potenzial dieses Verfahrens der Polarisationsmitführung verdeutlicht. Bild 8-21 (a) zeigt den Austritt einer Bohrung in Stahl welche mittels Wendelbohren und feststehender linearer Polarisation erzeugt wurde. Die offensichtliche Deformation des Bohrungsaustritts kann durch das beschriebene Konzept der Polarisationsmitführung (Bild 8-20) beträchtlich reduziert werden. Eine ideale Rundheit der Bohrung ist allerdings nicht erzielbar (Bild 8-21 (b)). Die Ursache hierfür ist allerdings nicht in der Polarisation zu finden sondern vielmehr in der unsymmetrischen Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Im Gegensatz zur linearen Polarisation, welche synchron mit dem Laserstrahl mitgeführt und daher stets senkrecht zur Bohrungswand

steht, rotiert das Intensitätsprofil nicht mit. Die Bohrlochwand wird während eines Umlaufs daher immer von verschiedenen Seiten des Strahlprofils getroffen. Dies wird anhand der aus einer Strahlvermessung extrahierten und in der Bohrung in Bild 8-21 (b) schematisch dargestellten Intensitätsverteilungen verdeutlicht. Die Ausbuchtungen in der Bohrung lassen sich dabei eindeutig auf das umlaufende, aber nicht um die eigene Achse rotierende asymmetrische Profil zurückführen. Um die Vorteile einer gezielten Polarisationsmitführung in vollem Umfang nutzen zu können, ist demnach bei der zukünftigen Entwicklung von Laserstrahlquellen der Rotationssymmetrie der Leistungsdichteverteilung eine maßgebliche Bedeutung beizumessen.

Da beim Einsatz einer Drehachse zur Rotation des Werkstücks der Strahl stets in gleicher Weise zur Bohrlochwand orientiert ist, spielt das Strahlprofil hier dagegen keine Rolle und es lassen sich absolut rotationssymmetrische und je nach Ausrichtung der Polarisation auch riefenfreie Bohrungen erzeugen (Bild 8-21 (c) und (d)).

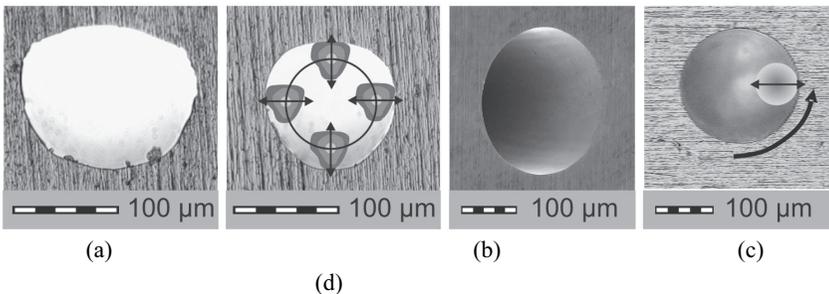


Bild 8-21: Verbesserung der Lochgeometrie durch eine gezielte Polarisationsmitführung beim Wendelbohren. Austrittsdurchmesser von Bohrungen (a) ohne Polarisationsmitführung und (b) mit synchron zur Fokusbewegung mitrotierender linearer Polarisation. (c) Austritt einer Bohrung für den idealen Fall der synchronen Mitführung sowohl der Polarisation als auch des Strahlprofils, wobei die Realisierung in diesem Fall durch die Rotation des Werkstücks erfolgte (d).

8.4 Bohren mit Anstellwinkeln

Neben der Nutzung zum hochgenauen Wendelbohren kann mit Trepanieroptik auch der Anstellwinkel des Laserstrahls variiert und damit die Konizität der Bohrungen beeinflusst werden (vgl. Kapitel 6). Umfangreiche Untersuchungen hierzu wurden bereits beim Bohren mit ns-Pulsen durchgeführt, wobei es möglich war, Bohrungen von stark negativer Konizität herzustellen, wie sie zum Beispiel für Einspritzdüsenbohrun-

gen zur Verbesserung der fluiddynamischen Eigenschaften gefordert werden [72, 83, 89]. Auch beim Laserbohren mit ultrakurzen Pulsen kann der Anstellwinkel genutzt werden, um Bohrungen mit negativ konischer Bohrlochform herzustellen (Bild 8-22).

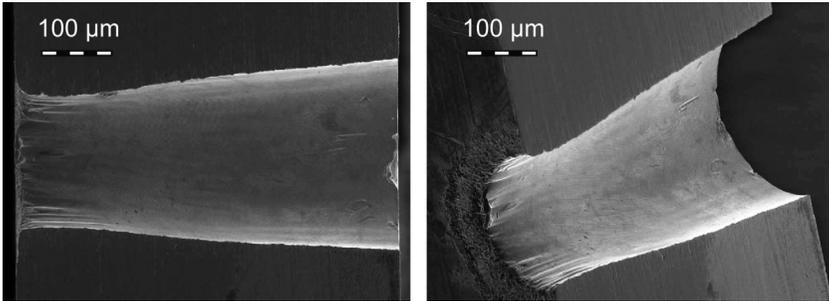


Bild 8-22: Längsschnitt (links) und dessen Schrägansicht (rechts) einer negativ konischen Wendelbohrung mit Anstellwinkel. (Lasersystem I, $\tau = 1$ ps, $f = 1$ kHz, $z_f = -200$ μm , $H = 103$ J/cm², Material: X12CrNi17-7, $s = 0,5$ mm, Wendelbohren, $d_w = 100$ μm , $f_w = 24$ Hz, Anstellwinkel 5°, Bohrdauer 50 s).

Der Einsatz der Trepanieroptik zum Wendelbohren ist jedoch nicht nur dann sinnvoll, wenn spezielle Bohrlochgeometrien, die mit konventioneller Bohrtechnik nicht hergestellt werden können, erzeugt werden sollen. Durch die Verwendung eines Anstellwinkels beim Wendelbohren wird zudem auch eine Steigerung der Effizienz bei der Fertigung zylindrischer Bohrungen ermöglicht. Bild 8-23 zeigt das erreichbare Verhältnis von Austritts- zu Eintrittsdurchmesser in Abhängigkeit der Bohrdauer für unterschiedliche Pulsdauern und zwei verschiedene Anstellwinkel. Der eigentliche Durchbruch durch das Werkstück wird bereits nach nur wenigen Sekunden (Startpunkt der Kurven) erreicht gefolgt von der Aufweitung des Bohrungsaustritts (Zunahme des Durchmesserungsverhältnisses). Während des Aufweitungsprozesses passiert ein zunehmender Anteil der Laserstrahlung ungehindert das Bohrloch und steht somit nicht für den Abtragsprozess zur Verfügung insbesondere dann, wenn das Bohrloch bereits nahezu seine endgültige Form erreicht hat. Der Aufweitungsprozess nimmt daher meist den größten Teil der erforderlichen Prozesszeit (manchmal bis zu 90%) in Anspruch. In dieser Bohrphase ist daher auch das größte Potenzial zur Steigerung der Prozesseffizienz zu sehen. Wie in Bild 8-23 dargestellt, kann die Bohrdauer, die zur Erzeugung eines gleich großen Ein- und Austrittsdurchmessers benötigt wird um bis zu 50 % reduziert werden, wenn der Anstellwinkel von 0° (normales Wendelbohren, Bild 8-23 links) auf 4° erhöht wird (Bild 8-23 rechts). Darüber hinaus ermöglicht die Verwen-

dung eines Anstellwinkels bei den hier gewählten Parametern überhaupt erst die Realisierung zylindrischer Bohrungen bei der Pulsdauer von 120 fs.

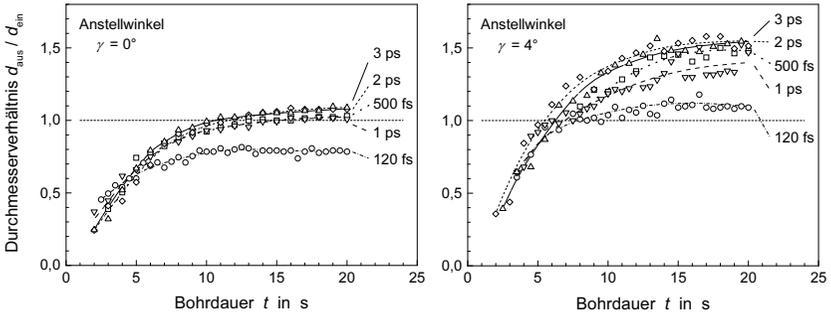


Bild 8-23: Einfluss der Bohrdauer auf die Zylindrizität – Verhältnis von Austritts- zu Eintrittsdurchmesser – beim Bohren von 500 μm dickem Stahl mit ultrakurzen Pulsen bei verschiedenen Pulsdauern ($\lambda = 780 \text{ nm}$, $H = 310 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 1 \text{ kHz}$). Links mit 0° Anstellwinkel und rechts mit 4° Anstellwinkel. (Lasersystem I, $f = 1 \text{ kHz}$, $z_f = -200 \mu\text{m}$, Edelstahl X5CrNi 18-10, $s = 0,5 \text{ mm}$, Wendelbohren, $d_w = 100 \mu\text{m}$, $f_w = 24 \text{ Hz}$).

Dies ist insbesondere dann von Interesse, wenn es darum geht die Schmelzablagerungen so gering wie möglich zu halten oder die Energiedichte soweit abzusenken, dass die Einflüsse der Conical Emission vermieden werden (Bild 8-24). Bei den dazugehörigen Parametersätzen steht bei tiefen Kapillaren im Austrittsbereich zumeist nicht ausreichend Energie zur Aufweitung der Bohrung zur Verfügung, um eine zylindrische Bohrung zu erzielen. Mit zunehmender Energiedichte nähert sich das Durchmesser Verhältnis zwar dem Wert eins an (zylindrische Bohrung), gleichzeitig nehmen aber, wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, die qualitätsmindernden Effekte zu. Mit dem Einsatz größerer Anstellwinkel lässt sich das Durchmesser Verhältnis in allen Bereichen hin zu größeren Werten verschieben und die Bohrlochform gezielt einstellen (Bild 8-24).

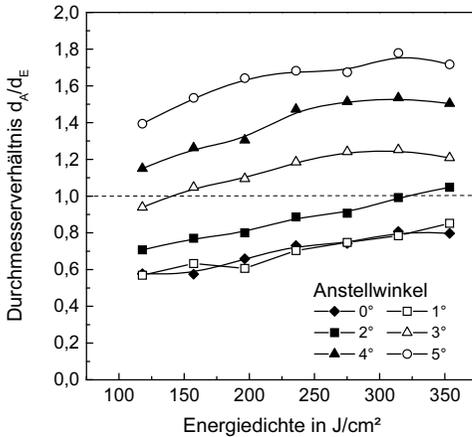


Bild 8-24: Einfluss des Anstellwinkels auf das Durchmesser Verhältnis beim Wendelbohren in Abhängigkeit der Energiedichte. (Lasersystem I, $\tau = 120$ fs, $f = 1$ kHz, $z_f = -200$ μ m, Material: X12Cr Ni17-7, $s = 1$ mm, Wendelbohren, $d_w = 100$ μ m, $f_w = 24$ Hz, Bohrdauer 50 s).

Neben dem hier gezeigten Potenzial eröffnet die in Kapitel 6.2 vorgestellte vollautomatische Trepanoptik durch die schnelle Verstellbarkeit der Optikparameter (Wendelradius, Anstellwinkel und Drehzahl) in Kombination mit zusätzlichen Parametern, wie beispielsweise der Pulsenergie, völlig neue Möglichkeiten, den Prozess effektiv zu gestalten und dabei die Qualität zu erhalten. So kann z.B. ein Bohrloch mit hoher Pulsenergie schnell erzeugt werden und die dabei entstandenen Schmelzablagerungen nachträglich mit geringerer Pulsenergie und größerem Anstellwinkel abgetragen werden.

8.5 Einflüsse auf die Prozesseffizienz

In den vorangegangenen Kapiteln konnte gezeigt werden, dass mit ultrakurzen Pulsen in Verbindung mit angepasster Prozesstechnik wie dem Wendelbohren qualitativ hochwertige Bohrungen erzeugt werden können. Allerdings ist dafür eine Absenkung der Energiedichte auf sehr niedrige Werte erforderlich, wodurch sich die Prozesszeit, insbesondere bei Bohrungen mit großem Aspektverhältnis, um ein Vielfaches verlängern kann. Die Verwendung von Anstellwinkeln beim Wendelbohren kann im Einzelfall zwar die Prozesszeit deutlich verkürzen (siehe Kapitel 8.4), reicht alleine jedoch nicht für eine wirtschaftliche Umsetzung des Bohrprozesses aus. Nachfolgend werden daher verschiedene Möglichkeiten zur Beeinflussung der Prozesseffizienz vorgestellt.

8.5.1 Repetitionsrate

Die gegenwärtig industriell verfügbaren Laserstrahlquellen mit zum Bohren ausreichend hohen Pulsenergien offerieren Pulswiederholffrequenzen lediglich im Bereich von einem oder wenigen Kilohertz. Im Allgemeinen wird angenommen, dass sich mit höheren Pulswiederholffrequenzen zwangsweise eine Steigerung der Prozesseffizienz realisieren lässt. Mit den Lasersystemen VI und VII stehen nun erste Prototypen mit höheren, variabel einstellbaren Repetitionsraten zu Verfügung, die es ermöglichen, den Einfluss der Pulswiederholffrequenz auf die Verkürzung der Prozesszeit untersuchen zu können.

Bild 8-25 zeigt die Pulsdauer beim Perkussionsbohren, welche benötigt wird um Bohrungen identischer Geometrie mit unterschiedlicher Pulswiederholffrequenz zu erzeugen. Ein Vergleich der Bearbeitungszeiten ist in diesem Fall ohne Einschränkungen möglich, da der eingesetzte Laser über einen externen akustooptischem Modulator (AOM) verfügt, welcher es erlaubt die Repetitionsrate zu verändern, während der Laser selbst – Oszillator und regenerativer Verstärker – unverändert auf seinem optimalen Betriebspunkt läuft und somit die Strahlparameter (Strahlprofil, Strahlqualität und Energiedichte) unbeeinflusst bleiben. Mit zunehmender Reptitionstrate zeigt sich zwar eine deutliche Verkürzung der Bohrdauer allerdings liegt diese noch über der theoretisch erwarteten Bohrdauer, welche von einer gleich bleibenden Anzahl von Pulsen zur Erzeugung der Bohrung aus geht.

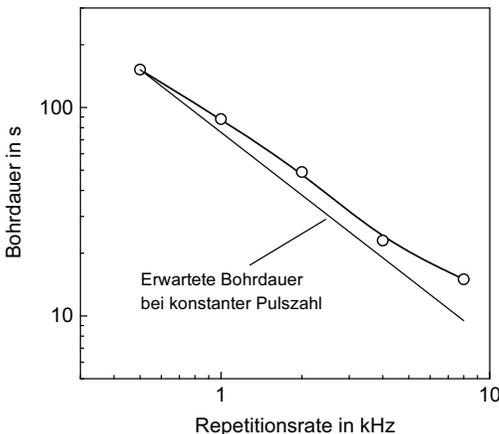


Bild 8-25: Einfluss der Repetitionsrate auf die Bohrdauer beim Perkussionsbohren von 1 mm dickem Stahl mit Pikosekundenpulsen. (Lasersystem VI, $\tau_H = 5$ ps, $z_f = 0$ μ m, $H = 330$ J/cm², Material: X5CrNi18-10, $s = 1$ mm).

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten kann eigentlich nur die Absorption im mit steigender Frequenz zunehmend dichteren akkumulierten Materialdampf und Materialpartikeln oberhalb der Abtragszone liefern, da deren Lebensdauer bis weit in den Millisekundenbereich hineingehen kann [66], wohingegen die Zeitspanne zwischen zwei Pulsen die meisten typischen Zeitgrößen der Wechselwirkungsvorgänge im Material selbst um mehrere Größenordnungen überschreitet. Daher kann zumindest für Metalle davon ausgegangen werden, dass ein Folgepuls auf eine Materialoberfläche ohne „Gedächtnis“ über den vorangegangenen Abtragsprozess trifft.

Während die Ergebnisse auf Grund der einfacheren Bestimmung der Fertigbohrdauer zunächst nur für das Perkussionsbohren bestimmt wurden, konnte ein identisches Verhalten auch für das Wendelbohren nachgewiesen werden [107, 110]. Dabei ist wichtig festzuhalten, dass, unabhängig von der Repetitionsrate, die Qualität der Bohrungen unverändert bleibt (Bild 8-26). Um die Vergleichbarkeit der Qualität zu gewährleisten wurde die Bohrdauer dabei so gewählt, dass die jeweiligen Bohrungen fertig ausgebildet sind und in etwa den gleichen Durchmesser aufweisen. Die Rotationsgeschwindigkeit der Drehachse wurde mit der Repetitionsrate ebenfalls verändert um einen konstanten Pulsüberlapp zu gewährleisten und eine direkte Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Es sei angemerkt, dass die Bohrung bei 8 kHz an einem anderen Versuchs- und bedingt durch die Betriebsstabilität des eingesetzten Prototypensystems damit auch mit leicht veränderten Laserparametern erzeugt wurde, wodurch sich der geringfügig größere Bohrungsdurchmesser erklären lässt.

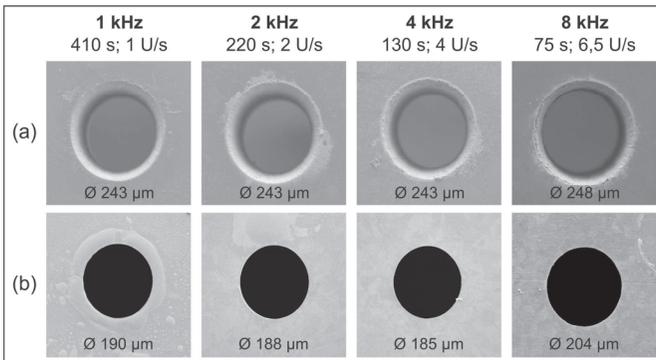


Bild 8-26: Einfluss der Pulsfrequenz auf die Qualität von Bohrungseintritt (a) und Bohrungsaustritt (b) beim Wendelbohren von 1 mm dicken Stahl. (Lasersystem VI, $\tau_H = 5$ ps, $H = 330$ J/cm², $z_f = -500$ µm, Material: X5CrNi18-10, $s = 1$ mm, Wendelbohren, $d_W = 120$ µm).

Mit der Verfügbarkeit von Lasersystem VII war es möglich, die Untersuchungen beim Perkussionsbohren auf Pulswiederholfrquenzen von 50 kHz auszuweiten (Bild 8-27), wobei neben der Repetitionsrate ebenfalls alle übrigen Laserparameter konstant gehalten werden konnten. Für Repetitionsraten kleiner 10 kHz zeigt sich ein gleichartiger Kurvenverlauf wie in Bild 8-25, d.h. die tatsächliche Bohrdauer hinkt der erwarteten Bohrdauer hinterher, und es werden mit zunehmender Repetitionsrate dementsprechend mehr Pulse zur Durchbohrung benötigt (Bild 8-27 rechts). Bei einer weiteren Steigerung der Pulswiederholfrquenz ändert sich das Verhalten und die Bohrdauer bzw. die zum Durchbruch benötigte Pulszahl geht zurück und fällt sogar unter den theoretischen Erwartungswert ab.

Es kommen offensichtlich also Effekte zum tragen, welche den Materialabtrag begünstigen. Sollten die Folgepulse auf eine noch schmelzflüssige Materialoberfläche treffen, kann von einer, wenn auch nur geringfügig effizienteren Absorption ausgegangen werden [62]. Untersuchungen [33] haben gezeigt, dass eine schmelzflüssige Phase zwar mit bis zu 300 ns noch relativ lange nach Pulsende vorhanden sein kann, was aber noch deutlich kürzer als der Pulsabstand ($20 \mu\text{s}$ bei 50 kHz) ist. Nicht gänzlich auszuschließen ist allerdings, dass die Ablationszone sich noch auf einer höheren Temperatur befindet und der durch Folgepulse verursachte Materialabtrag damit begünstigt wird. Einen interessanten Erklärungsansatz liefern neuere Untersuchungsergebnisse [66], bei denen mit diagnostischen Mitteln der Abtragsprozess beobachtet und festgestellt wurde, dass durch das schlagartige Verdampfen des Materials für einen kurzen Zeitpunkt eine Unterdruckzone oder auch „Quasi Vakuum“ unmittelbar über der Materialoberfläche entsteht. Ein zu diesem Zeitpunkt auf die Materialoberfläche auftreffender Puls findet damit veränderte Umgebungsbedingungen vor, die wie im nachfolgenden Kapitel gezeigt wird, den Materialabtrag begünstigen. Auf Grund der Beobachtbarkeit beschränkten sich die Untersuchungen weitgehend auf den Abtrag an planen Oberflächen, und ein hinreichendes Prozessverständnis der Wechselwirkungsvorgänge in der Tiefe schmaler Bohrkapillaren besteht derzeit noch nicht.

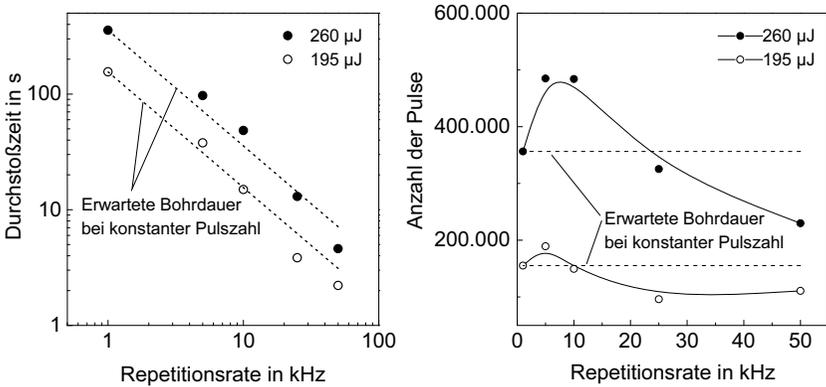


Bild 8-27: Durchstoßzeit (links) und Pulszahl (rechts) in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate beim Perkussionsbohren von 1 mm Stahl mit ps-Pulsen verschiedener Pulsenergien. (Lasersystem VII, $\tau_H = 5$ ps, $z_f = -300$ μm, Edelstahl X5 CrNi 1810, Perkussionsbohren).

Beim Wendelbohren (Bild 8-28) liegt, wie beim Perkussionsbohren (Bild 8-27), die Durchstoßzeit bei 10 kHz ebenso leicht oberhalb der theoretisch zu erwartenden Zeit. Mit zunehmender Pulswiederholrate nimmt dieser Effekt allerdings noch weiter zu anstatt, wie beim Perkussionsbohren, unter die zur Durchbohrung theoretisch erwartete Bohrdauer bzw. Pulszahl abzufallen. Die zur Durchbohrung benötigte Pulsanzahl ist bei 50 kHz in etwa doppelt so hoch wie bei 1 kHz. Im Vergleich zum Perkussionsbohren ist beim Wendelbohren der Bohrprozess nicht nur zeitlich sondern auch örtlich aufgelöst. In der im Allgemeinen etwas breiteren Bohrkapillare treffen die hintereinander einfallenden Pulse jeweils geringfügig versetzt auf die Materialoberfläche auf. Bei sehr großen Wendeldurchmessern verbleibt außerdem in der Mitte der Bohrung zunächst ein Bohrkern, welcher im Verlaufe der Bohrung teilweise mit abgetragen und nach erfolgtem Bohrungsdurchbruch durch den Ablationsdruck aus der Bohrung herausgeschleudert wird [72, 111]. Diese Unterschiede im Bohrprozess zum Perkussionsbohren haben zweifelsohne Auswirkungen auf die in der Kapillare vorhandenen Prozessbedingungen wie Materialdampfdichte, Abströmverhalten und Umgebungsdruck. Ein direkter Rückschluss auf das unterschiedliche Verhalten bei höheren Repetitionsraten lässt sich jedoch nicht ziehen.

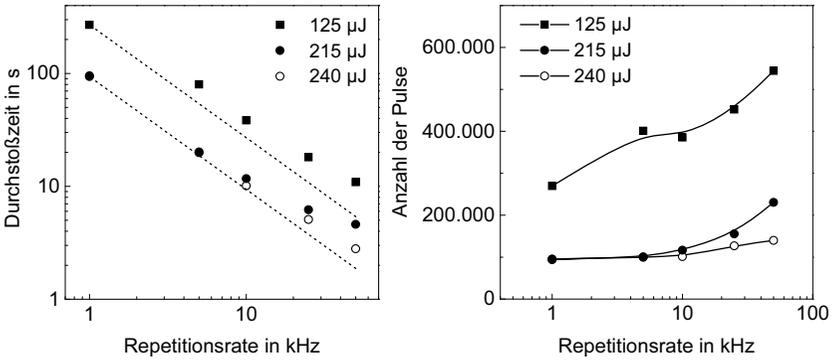


Bild 8-28: Durchstoßzeit (links) und Pulszahl (rechts) in Abhängigkeit von der Pulswiederhol­frequenz beim Wendelbohren von 1 mm Stahl mit ps-Pulsen verschiedener Pulsenergien. (Lasersystem VII, $\tau_H = 5$ ps, $z_f = -300$ μm, Material: X5CrNi18-10, Wendelbohren, $f_w = 33$ Hz, $d_w = 50$ μm).

Für die meisten praktischen Anwendungen ist letztendlich nur die Fertigbohrdauer von Bedeutung (Bild 8-29). Diese setzt sich zusammen aus Durchstoßzeit und der Nachbohrzeit, die benötigt wird, bis das Bohrloch auf die Sollgeometrie aufgeweitet und die gewünschte Bohrungsqualität erreicht wird. Der Anteil der Durchstoßzeit an der Fertigbohrdauer beträgt je nach Repetitionsrate lediglich bis zu 30%, d.h. die Hauptprozesszeit wird für die Aufweitung und Fertigstellung der Bohrung benötigt. Diese Tatsache unterstreicht die Bedeutung der Trepaneroptik (vgl. Kapitel 8.4) für ein effizientes Aufweiten der Bohrung beim Wendelbohren.

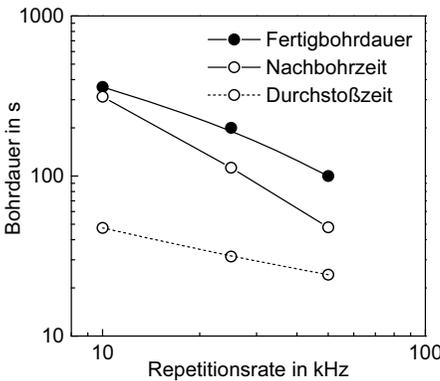


Bild 8-29: Einfluss der Repetitionsrate auf die Durchstoßzeit und die Fertigbohrdauer beim Wendelbohren von 1 mm dicken Stahl. (Lasersystem VII, $\tau_H = 5$ ps, $Q = 200$ μJ, $z_f = -300$ μm, Edelstahl X5CrNi18-10, Wendelbohren, $f_w = 33$ Hz, $d_w = 50$ μm).

8.5.2 Umgebungsdruck

Mit einer Absenkung des Umgebungsdruckes ist es möglich die Auswirkungen laserinduzierter Plasmen wie der Conical Emission zu vermeiden oder zumindest deutlich zu vermindern (vgl. Kapitel 4.5), womit gleichfalls eine Steigerung der Abtragsrate einhergeht [66, 112]. Wie in Bild 8-30 für Pulsdauern im Piko- und Femtosekundenbereich dargestellt, kann mit der Reduzierung des Umgebungsdruckes eine Steigerung der Abtragsrate um bis zu einer Größenordnung erreicht werden. Entsprechend den Erwartungen ist der Effekt bei höheren Energiedichten – gemäß der starken Abhängigkeit laserinduzierter Plasmen von der Energiedichte – ausgeprägter als bei geringeren Energiedichten, welche wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt im Hinblick auf hohe Bohrungsqualitäten zu empfehlen sind. Aus prozesstechnischer Sicht interessant ist, dass eine Absenkung des Umgebungsdruckes auf etwa 100 mbar ausreichend ist und somit auf eine aufwändige und damit teure Vakuumtechnik verzichtet werden kann.

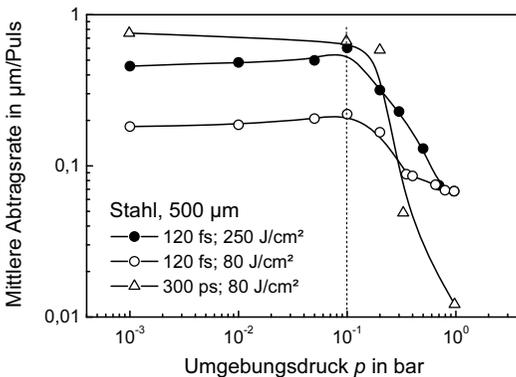


Bild 8-30: Mittlere Abtragsrate für eine 500 µm starke Stahlprobe in Abhängigkeit des Umgebungsdruckes für 120 fs-Pulse. ($H = 80$ bzw. 250 J/cm^2 , $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$) [113] und 300 ps-Pulse ($H = 80 \text{ J/cm}^2$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$) [114].

Ein aus Sicht der Fertigungstechnik interessantes Konzept ist die Erzeugung eines lokalen – nur im unmittelbaren Bereich um die eigentliche Bohrung anliegenden – Unterdrucks mittels einer auf dem Prinzip eines aerodynamischen Potenzialwirbelfensters basierenden Unterdruckdüse [115, 116] (Bild 8-31). Das Prinzip des Potenzialwirbelfensters ist in der Lasertechnik bereits seit Längerem durch den Einsatz von aerodynamischen Fenstern als Auskoppelfenster bei CO₂-Hochleistungslasern bekannt [117]. Durch eine Laval-Düse wird Luft mit Überschallgeschwindigkeit ausgeblasen und der Luftstrom im Krümmer so geformt, dass er im anschließenden Sektor als Freistrahle seine Krümmung beibehält (Potenzialwirbel). Im weiteren Verlauf wird der Strahl im

Diffusor schließlich expandiert und somit abgebremst. Wenn die Strömung im freien Sektor ausreichend homogen ausgeprägt ist, kann der Laserstrahl das Fenster in seiner Propagation ungestört passieren [118]. Durch die so aufgebaute Unterdruckdüse wird eine Kavität evakuiert, die durch das Werkstück dichtend abgeschlossen wird (Bild 8-31 links). Für den Betrieb des aerodynamischen Fensters ist lediglich Druckluft erforderlich [119].

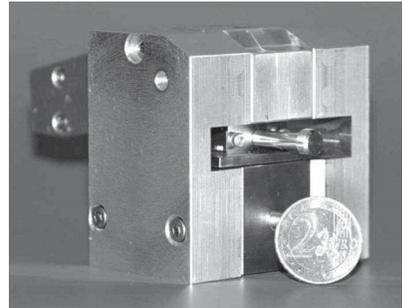
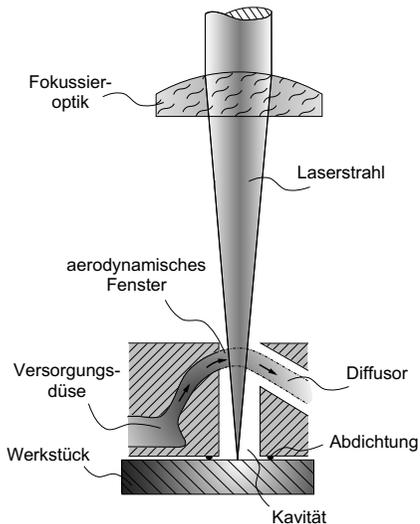


Bild 8-31: Prinzip der Unterdruckdüse (links) und des realisierten Prototyps (oben), basierend auf dem Prinzip eines Potenzialwirbelfensters. Bei der Expansion der gekrümmten Überschallströmung entsteht an dessen Innenradius ein Unterdruck, wodurch der Kavitätendruck abgesenkt wird.

Der wesentliche Vorteil der Unterdruckdüse besteht darin, dass auf eine aufwändige Vakuumtechnik (Kammer und Pumpe) verzichtet werden kann. Da der Unterdruck nur in einem kleinen Bereich unmittelbar um die Bohrung benötigt wird, kann die Kavität sehr klein gehalten werden. Daraus ergibt sich als weiterer Vorteil, dass sehr schnell zwischen Umgebungsbedingungen und Unterdruck gewechselt werden kann.

Für die technische Umsetzung der Unterdruckdüse wurde ein Modell mit bekannter Geometrie eines Laser-Auskoppelfensters herangezogen und der Diffusor zur Reduzierung der Bauhöhe gebogen ausgeführt. Ausgehend von diesem Labormodell wurde für experimentelle Bohruntersuchungen ein Düsenprototyp (Bild 8-31 rechts) gefertigt, wobei zur Verringerung des Gasverbrauchs und der besseren Handhabung im Hinblick auf potenzielle Anwendungen eine Skalierung auf die halbe Größe vorgenommen wurde. Hiermit ist ein Kavitätsdruck von 50 hPa erzielbar, der damit noch unterhalb der mit dem Labormodell erreichbaren Werte liegt (Bild 8-32). Allerdings wird hierzu

etwa der doppelte Druck für die Druckluftversorgung der Laval-Düse benötigt. Da durch die Halbierung der Abmessungen des Prototypen die Düsenquerschnittsfläche gegenüber dem Modell auf ein Viertel reduziert wurde, konnte der Gasverbrauch trotz des höheren Betriebsdruckniveaus letztendlich auf die Hälfte gesenkt werden [120].

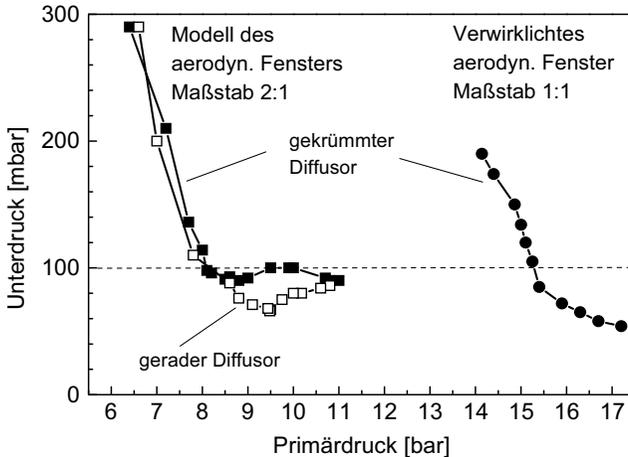


Bild 8-32: Druckkennlinien des Labormodells mit geradem und gekrümmtem Diffusor und des realisierten Düsenprototyps. Mit dem gegenüber dem Labormodell um die Hälfte verkleinerten Prototyp sind Unterdrücke von bis zu 50 mbar erreichbar, wozu allerdings in etwa der doppelte Primärdruck erforderlich ist.

Zur Qualifizierung dieses Prototyps wurden Untersuchungen bezüglich der Beeinflussung des Laserstrahls durch die Strömung durchgeführt [121, 122]. Anhand von Einbränden bei Umgebungs- und Unterdruck konnte gezeigt werden, dass über das gesamte Druckspektrum der Düse keine prozessrelevante Beeinflussung der Strahlform und der Fokusslage vorliegt. Weiterhin wurde gezeigt, dass die Kavität des Düsenprototyps einen für das Wendelbohren mit Anstellwinkeln bis zu 5° ausreichend großen nutzbaren Arbeitsraum bietet, innerhalb dessen keine Qualitätsminderung durch Randeffekte zu erwarten ist. Die Eignung der Düse beim Bohren mit Pulsdauern im Nanosekundenregime wurde in [121] eingehend untersucht, wobei gezeigt wurde, dass vor allem die Durchstoßgeschwindigkeit, aber auch die Fertigbohrdauer mit Hilfe der Unterdruckdüse deutlich verbessert werden können. Auf Grund der bei vermindertem Umgebungsdruck reduzierten Plasmaeffekte fallen die Bohrungen insgesamt kleiner aus und weisen einen geringen Einzug des Bohrungseintrittes auf.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch beim Wendelbohren mit Pikosekundenpulsen (Bild 8-33). Bei reduziertem Umgebungsdruck ist ein deutlich schnelleres Vordringen der Bohrkapillare in die Tiefe zu beobachten. Bei einem Druck von 100 mbar ist bereits nach 10 s die 1 mm starke Materialprobe durchstoßen, wobei zu diesem Zeitpunkt die Bohrung noch nicht fertig ausgearbeitet und die Kapillare noch mit Schmelzablagerungen versehen ist. Im weiteren Verlauf des Bohrprozesses findet im Wesentlichen eine Aufweitung der Kapillare statt. Nach etwa 100 s liegt eine schmelzfreie zylindrische Bohrung vor, die verglichen mit der Bohrung bei Umgebungsdruck (970 mbar) insgesamt etwas schmaler ist und nahezu keinen Einzug am Bohrungseintritt aufweist. Der bei reduziertem Druck verminderte Plasmaeffekt führt auch dazu, dass insgesamt mehr Energie im Austrittsbereich der Bohrung zur Verfügung steht und sich entsprechend dem verwendeten Anstellwinkel damit eine Aufweitung zu einer negativ konischen Bohrung ergibt.

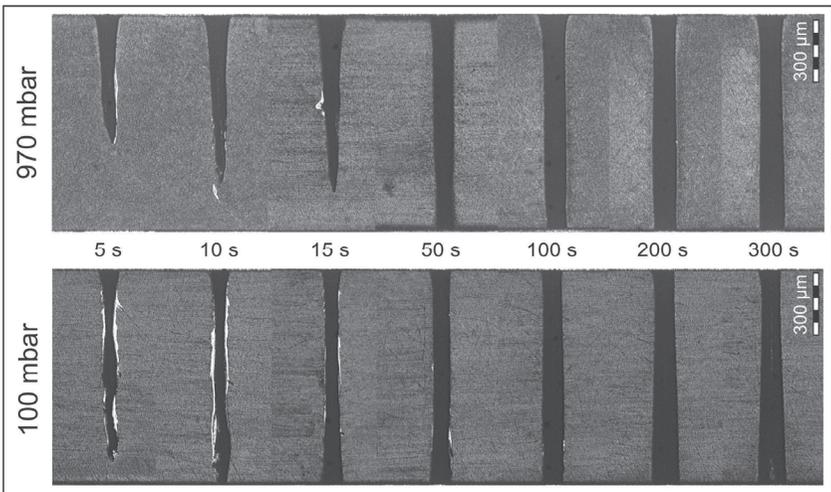


Bild 8-33: Ausbildung der Bohrkapillare beim Wendelbohren mit Normaldruck (oben) und reduziertem Umgebungsdruck (unten). (Lasersystem IV, Stahl, $s = 1$ mm, $\tau_H = 10$ ps, $f_p = 20$ kHz, $Q_p = 140$ μ J, $z_f = 100$ μ m, $d_w = 0$ μ m, $\gamma = 5^\circ$).

Die Bohrungsgeometrien können je nach Umgebungsdrucks bei ansonsten identischen Prozessparameter insgesamt recht unterschiedlich ausfallen (Bild 8-33 und Bild 8-35). Beim Bohren mit Umgebungsdruck werden generell größere Bohrungseintritte erzielt und auch nach hinreichend langer Bohrdauer kann selbst mit großen Anstellwinkeln nicht notwendiger Weise eine zylindrische oder gar negativ konische Bohrlochform

erzielt werden. Um den Einfluss der Unterdruckdüse auf die Abtragseffizienz hin beurteilen zu können, empfiehlt sich daher die Betrachtung des abgetragenen Volumens angenähert durch das Volumen eines Kegelstumpfes. Bis zum Zeitpunkt des Durchstoßes ist die Volumenabtragsrate bei reduziertem Umgebungsdruck um etwa 1,5 bis 2 mal höher als bei Normaldruck (Bild 8-34).

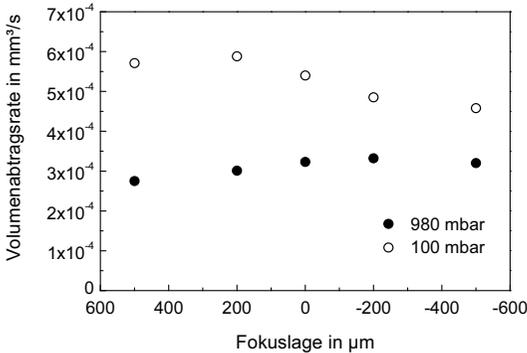


Bild 8-34: Volumenabtragsrate zum Durchstoßzeitpunkt in Abhängigkeit des Fokuslage beim Perkussionsbohren mit verschiedenen Umgebungsdrücken. Die Volumenabtragsrate liegt bei reduziertem Druck jeweils etwa 1,5 bis 2 mal über den Werten bei Normaldruck. (Lasersystem IV, Stahl, $s = 1$ mm, $f_p = 20$ kHz, $Q_p = 140$ μJ , Perkussionsbohren) [123].

Nach erfolgtem Durchbruch zeigt sich auch in der Anfangsphase – hier bis etwa 20 s – der Kapillaraufweitung bei reduziertem Druck ein steilerer Verlauf der Kurve (Bild 8-36), wohingegen im weiteren Verlauf der Aufweitungphase bis etwa 100 s das Bohren bei Normaldruck in Hinblick auf die Volumenabtragsrate von Vorteil zu sein scheint. In erster Linie kann hierfür das Plasma verantwortlich gemacht werden, welches wie bereits gezeigt zu einer Weitung der Bohrkapillare vor allem im Eintrittsbereich führt. Im weiteren Verlauf der Bohrlochausbildung weisen beide Kurven in etwa dieselbe Steigung auf und der Materialabtrag findet im Wesentlichen nur noch im Bereich des Bohrungsaustrittes statt (Bild 8-35). Insgesamt wird in dieser Phase nur noch wenig Material abgetragen, da auch bei Umgebungsbedingungen kein starkes Plasma mehr entstehen kann und sich damit die Volumenabtragsraten angeglichen haben (Bild 8-36). Durch schnelle Druckwechsel mittels Unterdruckdüse besteht die Möglichkeit die hohen Abtragsraten der jeweiligen Druckregime in den entsprechenden Bohrphasen auszunutzen, um die Effizienz des gesamten Bohrprozesses weiter zu verbessern. Entsprechende Untersuchungen hierzu stehen noch aus.

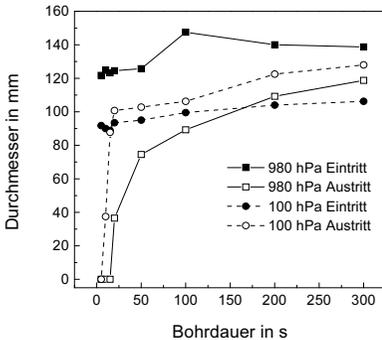


Bild 8-35: Verlauf der Bohrungsdurchmesser in Abhängigkeit von der Bohrdauer beim Wendelbohren mit verschiedenen Umgebungsdrücken. (Lasersystem IV, Stahl, $s = 500 \mu\text{m}$, $f_p = 20 \text{ kHz}$, $Q_p = 140 \mu\text{J}$, $z_f = 100 \mu\text{m}$, Wendelbohren, $d_w = 0 \mu\text{m}$, $\gamma = 5^\circ$).

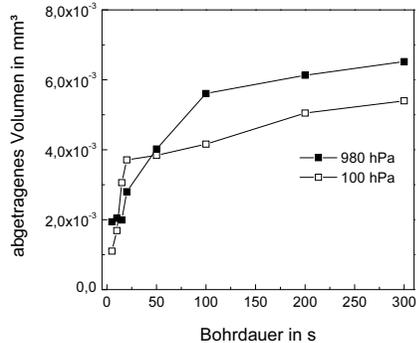


Bild 8-36: Abgetragenes Materialvolumen beim Wendelbohren, angenähert durch das Volumen eines Kegelstumpfes, im Verlauf der Bohrdauer. (Lasersystem IV, Stahl, $s = 500 \mu\text{m}$, $f_p = 20 \text{ kHz}$, $Q_p = 140 \mu\text{J}$, $z_f = 100 \mu\text{m}$, Wendelbohren, $d_w = 0 \mu\text{m}$, $\gamma = 5^\circ$).

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass der Effizienzvorteil bei Betrachtung des reinen Volumenabtrags beim Bohren mit reduziertem Umgebungsdruck vor allem während der Anfangsphasen (Phase I und II) gegeben ist, wohingegen in der üblicherweise wesentlich längeren Aufweitungsphase (Phase III) kein Effizienzgewinn zu verzeichnen ist. Allerdings bietet das Bohren bei reduziertem Druck wesentliche Vorteile im Hinblick auf die erforderliche Bohrdauer zur Erzielung vergleichbarer Bohrungsqualitäten. Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis lassen sich leichter bei Unterdruck erzielen und mit dem Einsatz von Anstellwinkeln die Bohrungsform in einem weiteren Feld variieren. Durch die deutlich reduzierte Plasmabildung ermöglicht die Unterdruckdüse die Herstellung kleinerer Bohrungen, die somit wesentlich schneller fertig ausgebildet sind (Bild 8-37) und derart bei Umgebungsdruck nicht ohne entsprechende Maßnahmen (z.B. Reduktion der Energiedichte) realisiert werden können.

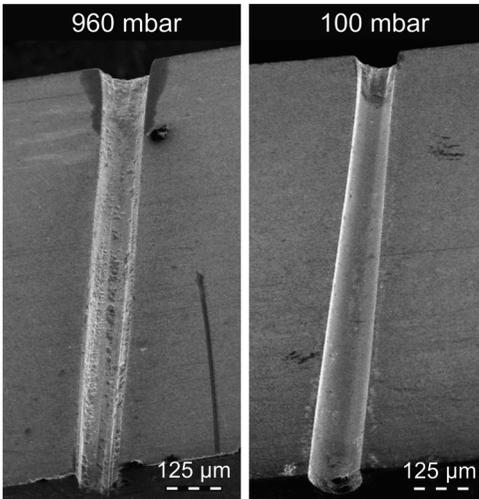


Bild 8-37: Längsschliffe von Bohrungen bei Umgebungsdruck (links) und reduziertem Druck (rechts) nach einer Bohrdauer von jeweils 200 s. Die Bohrung bei reduziertem Druck ist bereits schmelzenfrei und fertig ausgebildet, während bei Umgebungsdruck noch deutliche Ablagerungen in der Bohrkapillare zu erkennen sind und der Bohrungsausritt noch nicht auf die endgültige Zielgeometrie aufgeweitet ist. Die Kapillare bei reduziertem Druck ist darüber hinaus insgesamt deutlich schlanker. (Lasersystem IV, Stahl, $s = 1$ mm, $f_p = 20$ kHz, $Q_p = 140$ µJ, $z_f = 100$ µm, Wendelbohren, $d_w = 0$ µm, $\gamma = 5^\circ$, $t = 200$ s).

8.6 Qualitätsverbessernde Maßnahmen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde deutlich, dass eine Steigerung der Bohrlochqualität durch Optimierung der einzelnen Parameter nicht so einfach ist, da diese zusätzlich die Bohrlochgeometrie bzw. die Bohrdauer in erheblichem Maße beeinflussen. Eine einfache Möglichkeit zur Verbesserung der Qualität des Bohrungseintrittes ist die Verwendung eines dünnen Blechs, welches zusätzlich auf die Probenoberfläche gespannt wird. So kann mit voller Laserleistung gebohrt werden, ohne dass sich dies negativ auf die Qualität des Eintritts der eigentlichen Probe auswirkt. Das Deckblech muss dazu eben aufliegen und fest auf die Probenoberfläche gespannt werden, um zu vermeiden, dass Ablationsprodukte und Schmelze zwischen Deckblech und Probe gelangen. In Bild 8-38 rechts ist der Eintritt einer unter Verwendung eines 0,2 mm dicken Deckblechs hergestellten Bohrung dargestellt. Vergleichend dazu zeigt der linke Teil der Abbildung die Variante ohne Deckblech bei ansonsten gleichen Prozessparametern. Der Fokus liegt in beiden Fällen 300 µm unter der Oberfläche der eigentlichen Probe. Ohne Deckblech ist der Bohrungseintritt nicht besonders rund und der Eintrittsdurchmesser ist etwas kleiner als in der Abbildung daneben. Dies liegt daran, dass sich Schmelze besonders im Kantenbereich der Bohrung ansammelt. Nachdem diese wiedererstartet ist, schnürt sie den Eintrittsbereich etwas ein und ist für die Abnahme der Rundheit verantwortlich. Zusätzlich ist eine dünne Ablagerungsschicht auf der Ober-

fläche zu erkennen. Der Bohrungseintritt daneben zeigt, dass es durch die Verwendung eines Deckbleches möglich ist, fast völlig ablagerungsfreie Eintritte ohne nennenswerten Kanteneinzug mit sehr guter Rundheit zu fertigen und zwar ohne die Laserleistung verringern zu müssen. Der praktische Nutzen sei zunächst in Frage gestellt, da der Einsatz eines Opferbleches mit zusätzlichem Vorrichtungsaufwand verbunden ist und die laufenden Kosten erhöht. Andererseits finden Opfermaterialien durchaus auch in der Serienfertigung ihre Anwendung, nämlich dort, wo keine alternativen Möglichkeiten zur Verfügung stehen, wie zum Beispiel der Rückwandschutz beim Laserbohren von Einspritzdüsen.

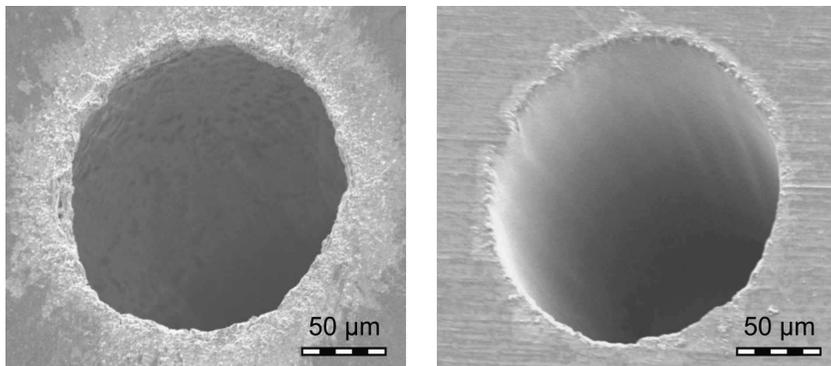


Bild 8-38: Schmelzablagerungen sowie Konizität im Bereich des Bohrungseintritts (links) lassen sich durch die Verwendung eines 0,2 mm starken Deckbleches (Opferblech) auf der Probenoberseite nahezu vollständig verhindern (rechts). (Lasersystem VI, Stahl, $s = 0,5$ mm, $f_p = 1$ kHz, $Q_p = 420$ µJ, $z_f = -300$ µm, Wendelbohren, $d_w = 80$ µm, $\gamma = 0^\circ$, $t = 300$ s).

Weitere Ansätze zur Verbesserung der Bohrungsqualität sind die Verwendung einer Optik mit anderer Brennweite, die Nachführung der Fokusslage und die Variation der Leistung in Abhängigkeit vom Bohrfortschritt. Wie bereits angesprochen, konnte diesen Ansätzen aus Mangel an Laserzeit nicht nachgegangen werden. Für die Variation von Fokusslage und Laserleistung während des Bohrens müsste zudem entweder der Bohrfortschritt als Steuergröße fortlaufend erfassbar sein, oder es müssten genaue Kenntnisse über den zeitlichen Prozessablauf der Bohrlochentstehung vorhanden sein.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Beim Bohren mit Festkörperlasern im Nanosekundenbereich können in Kombination mit geeigneten Prozesstechniken bereits Bohrungen mit Schmelzfilmdicken von unter $1\ \mu\text{m}$ erzeugt werden. Allerdings ist insbesondere bei tiefen Bohrkapillaren ein vollständiger Schmelzaustrieb aus dem Bohrloch nahezu unmöglich, so dass sich im Bereich des Bohrungseintritts häufig störende Schmelzgrate von bis zu einigen zehn Mikrometern Höhe aufschichten und die geforderte Qualität der Bohrungen nur mit Nacharbeit erreicht werden kann.

Auf Grund der Abnahme der Schmelzfilmdicke mit der Pulsdauer, erscheint der Einsatz ultrakurzer Pulse sehr viel versprechend zur Herstellung von Bohrungen mit höchster Präzision. Allerdings ist eine alleinige Reduktion der Pulsdauer nicht ausreichend. Auch beim Einsatz von ultrakurzen Pulsen kommt es zu unerwarteten Qualitätsproblemen wie Schmelzablagerungen, Riefen und unförmigen Bohrlochformen. Diese Effekte sind im Allgemeinen umso prägnanter, je höher die eingesetzte Energiedichte ist, und sie stehen damit der effizienten Erzeugung von Präzisionsbohrungen entgegen. Um die bestehenden Vorteile der Ultrakurzpulstechnologie für ein effizientes Bohren nutzbar zu machen, müssen geeignete Prozesstechniken eingesetzt und entsprechende Anforderungen an die Strahlquellen festgelegt werden (Bild 9-1).

Eine wesentliche Rolle kommt dem verwendeten Bohrverfahren zu. In der Mikrotechnik finden derzeit hauptsächlich das Einzelpulsbohren, das Perkussionsbohren und das Trepanieren Anwendung. In dieser Reihenfolge nimmt in der Regel die für eine Bohrung erforderliche Pulszahl zu. Bei konstantem Bohrungsvolumen kann daher das pro Puls abgetragene Volumen reduziert werden, beispielsweise durch eine Reduktion der Pulsenergie und der Pulsdauer, wodurch eine Steigerung der Präzision möglich ist. Mit dem Wendelbohren, einer Weiterführung des Trepanierens, ist eine zusätzliche Erhöhung der Genauigkeit durch ein weiteres Auflösen des Bohrprozesses in noch mehr Einzelschritte möglich. Die dazu notwendige kreisförmige Bewegung des Laserstrahls auf der Bauteiloberfläche kann dabei z.B. mittels Trepanieroptik erzeugt werden. Diese auf dem Prinzip der Strahlableitung durch Keilplatten basierende Optik ermöglicht zusätzlich zu der Kreisbewegung einen zur Rotationsachse gerichteten Anstellwinkel des Strahles, womit Bohrungen mit speziellen Bohrlochgeometrien, z. B. einer negati-

ven Konizität hergestellt werden können. Zugleich lässt sich mit diesem Verfahren auch die Effizienz des Bohrprozesses weiter steigern.

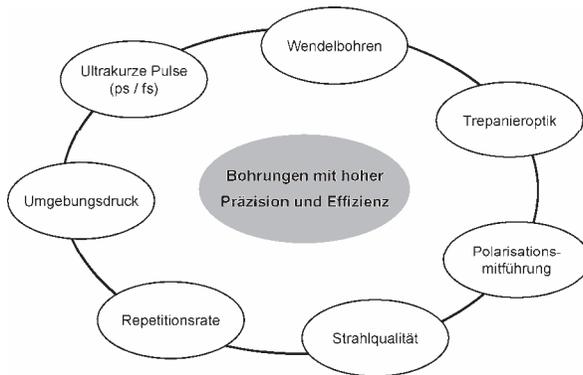


Bild 9-1: Maßnahmen zur effizienten Erzeugung von Bohrungen höchster Präzision.

Im Gegensatz zum Bohren mit Pulsen im ns-Regime hat beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung einen erheblichen Einfluss auf das Bohrergebnis. Eine lineare Polarisation kann einerseits zu einer Riefenbildung in der Bohrlochwand, andererseits zu Deformationen des Bohrungsaustrittes führen. Durch die Verwendung zirkularer Polarisation kann zwar letzteres vermieden, nicht jedoch die Riefenbildung beseitigt werden. In Verbindung mit der Trepanieroptik kann die Einstellung der Polarisationsrichtung zur Bohrlochwand auf geeignete Werte gezielt vorgenommen und beim Wendelbohren beibehalten werden. Neben der Polarisationsmitführung ist allerdings auch die Homogenität des Strahlprofils eine wesentliche Voraussetzung für die Erzielung kreisrunder Bohrungen. Auf Grund des gegenüber längeren Pulsen schwächer wirkenden Glättungseffekts durch das laserinduzierte Plasma, spiegelt sich ein inhomogenes Strahlprofil beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen direkt in der Bohrlochgeometrie wider. Daraus ergibt sich die Forderung nach Strahlquellen mit sowohl exzellenter als auch konstanter Strahlqualität.

Die qualitativ hochwertigsten Bohrungen lassen sich in dünne Materialien oder durch den Einsatz sehr geringer Pulsenergien erzielen. Letzteres führt jedoch auf Grund der vergleichsweise geringen Pulswiederholungsraten derzeitiger Lasersysteme im Bereich weniger Kilohertz zu geringen Abtragsraten und hat damit lange und unwirtschaftliche Prozesszeiten zur Folge. Die Untersuchungen mit Laserprototypen höherer Repetitionsraten haben ergeben, dass hier in naher Zukunft noch erhebliches Potenzial zur Effizienzsteigerung besteht. Eine zusätzliche Steigerung der Prozessgeschwindigkeit

kann durch die Reduktion des Umgebungsdruckes bewirkt werden. Eine praktische Umsetzung ist mittels der vorgestellten steuerbaren Unterdruckdüse denkbar. Dabei kann einerseits auf eine teure und aufwändige Vakuumtechnik verzichtet und andererseits ein schneller Wechsel zwischen Umgebungsdruck und Unterdruck vorgenommen werden, welcher für das Zusammenspiel von Effizienz und Qualität vorteilhaft zu sein scheint.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] *Der Laser schneidet gut ab in immer mehr Branchen.* VDI Nachrichten 13. April 2006, Nr. 15, S. 16.
- [2] DAUSINGER, F.: *Laserverfahren für Mikrobohrungen.* In: Gesellschaft für Fertigungstechnik (Hrsg.): Tagungsband Fertigungstechnisches Kolloquium Stuttgart FTK 2000, Stuttgarter Impulse: Technologien für die Zukunft. Berlin, Springer, 2000, S. 183–197.
- [3] Deutsche Norm DIN 8580, Ausgabe September 2003. Fertigungsverfahren. Begriffe, Einteilung.
- [4] Horsting, J.; Bruhwel, S.; Rutterford, G.; Karnakis, D.; Webb, A.; Knowles, M.: Laser machining of gasoline fuel components. In: Advanced Laser Applications Conference & Exposition, ALAC 2005. Roessler, D.; Uddin, N. (Hrsg.). Proceedings of ALAC 2005, Volume 4, Industrial Manufacturing: Micromachining and Microfabrication, Ann Arbor, Mi, US, 2005, S. 63 – 70.
- [5] Knowles, M.; Rutterford, G.; Karnakis, D.; Webb, A.: *Optimization of the laser drilling process for fuel injection components.* In: Advanced Laser Applications Conference & Exposition, ALAC 2005. Roessler, D.; Uddin, N. (Hrsg.). Proceedings of ALAC 2005, Volume 4, Industrial Manufacturing: Micromachining and Microfabrication, Ann Arbor, Mi, US, 2005, S. 9 – 16.
- [6] RAPP, J.: *The laser with Bosch – a flexible tool in serial production of an automotive supplier.* In: First International Symposium on High-Power Laser Macroprocessing. Miyamoto, I.; Kobayashi, K. F.; Sugioka, K.; Poprawe, R.; Helvajian, H. (Hrsg.). Proceedings of SPIE Vol. 4831 (2003), S. 390 – 396.
- [7] ABELN, T.; FLORES, G.; KLINK, U.: *Laserstrukturieren verbessert tribologische Eigenschaften von Oberflächen.* VDI-Z 144 (2002), Nr. 7/8, S. 37–40.

- [8] SUMMERER, C.: *Lasermikrostrukturieren kraftstoffgeschmierter Automotive-komponenten*. In: Tagungsband Lasertechnologie in der Anwendung – Mikrostrukturieren, Mikroschweißen (Forum Photonics BW), 2004, Stuttgart, S. 79–92.
- [9] SETTEGAST, S.; BECK, T.; FÖHL, C.; SOMMER, S.: Bohren im Turbinenbau. In: Hügel, H; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Tagungsband Stuttgarter Lasertage '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge mbH, 2005, S. 99–102.
- [10] GIERING, A.; BECK, M.; BAHNMÜLLER, J.: Laserbohranwendungen im Luftfahrtbereich. In: Dausinger, F.; Hügel, H; Opower, H. (Hrsg.): Tagungsband Stuttgarter Lasertage '99 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge mbH, 1999, S. 32.
- [11] HENNIG, G.; FRAUCHIGER, J.: *Direct processing of rotogravure cylinders for printing applications using a high power laser with highly dynamical beam profile*. In: Geiger, M.; Otto, A. (Hrsg.): Laser Assisted Net Shape Engineering 2001 (LANE). Meisenbach, Bamberg, 2001, S. 757–766.
- [12] SORIANI, P. L.: *Polymer micromachining by excimer laser for inkjet printheads*. In: Proceedings of the Workshop on Applications of Laser Microengineering 2001. Association of industrial laser users (AILU), Oxford, Exitech Ltd., 2001.
- [13] DAUWE, S.: *Laserkantenisolation von Si-Wafern*. In: Laseranwendungen in der Photovoltaik. Technologieseminar Coherent/Lambda Physik 08.11.2005, Göttingen 2005.
- [14] ROHDE, H.: *Lasertechnologie in der Papier- und Verpackungsindustrie*. In: Dausinger, F.; Graf, T.; Lichtner, F. (Hrsg.): Tagungsband Stuttgarter Lasertage '05 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge mbH, 2005, S. 145–148.
- [15] RIZVI, N.; MILNE, D.; RUMSBY, P.; GOWER, M.: *Laser micromachining – new developments and applications*. In: Helvajian, H.; Sugioka, K.; Gower, M.; Dubowski, J. (Hrsg.): Laser applications in microelectronic and optoelectronic manufacturing. Proceeding of SPIE Vol. 3933 (2000), S. 261–271.

- [16] ACHI, R.: Laserbohren von Leiterplatten. In: Krauß, H.-J. (Hrsg.): Tagungsband Bayerische Laserseminare, Laserstrahlbohren, Mai 2003. Erlangen: Bayerisches Laserzentrum BLZ gGmbH, 2003.
- [17] Lizotte, T.: Laser dicing of chip scale and silicon wafer scale packages. In: International Electronics Manufacturing Technology Symposium 2003. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 2003, S. 1–5.
- [18] Perrottet, D.; Spiegel, A.; Amorosi, S.; Richerzhagen, B.: GaAs-Wafer Dicing Using the Waterjet Guided Laser. In: The International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology, 2005, . 1–3.
- [19] STOLLHOF, J.: *Starke Impulse für die Mikrobearbeitung*. Sonderdruck aus der Fachzeitschrift Mikroproduktion 1/2004. München, Carl Hanser Verlag, 2004.
- [20] HENRY, M.; HARRISON, P.; HENDERSON, I.; BROWNELL, M.: *Laser Milling – A Practical Industrial Solution for Machining a Wide Variety of Materials*. In: Miyamoto, I.; Helvajian, H.; Itoh, K.; Kobayashi, K. F.; Ostendorf, A.; Sugioka, K. (Hrsg.): Fifth International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2004 (Nara). Proc. SPIE **5662**, International Society for Optical Engineering, S. 627–632.
- [21] KUHL, M.: *From Macro to Micro – The development of laser ablation*. In: 21th International Congress on Applications of Lasers & Electro – Optics (Congress Proceedings) ICALEO 2002 (Scottsdale, Ariz. USA).
- [22] WHEELER, M. D.: *The smaller world of medical devices gets smaller*. Photonics Spectra, 1999, S. 88–94.
- [23] RENNER, T.: *Lasermikrobearbeitung in der Medizintechnik*. In: Geiger, M.; Polster, S. (Hrsg.): Tagungsband Laser in der Elektronikproduktion & Feinwerktechnik LEF 2004. Erlangen, Meisenbach GmbH, 2004, S. 1–12.
- [24] LUBATSCHOWSKI, H.; HEISTERKAMP, A.: *Ophthalmic Applications*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications. Topics Appl. Phys. **96** (2004), Springer, 2004, S. 187–202.

- [25] TRAN, D. B.; SARAYBA, M. A.; BOR, Z.; GARUFIS, C.; DUH, Y. J.; SOLTES, C. R.; JUSHASZ, T.; KURTZ, R. M.: *Randomized prospective clinical study comparing induced aberrations with IntraLase and Hansatome flap creation in fellow eyes: potential impact on wavefront-guided laser in situ keratomileusis*. J. Cataract Refractive Surgery (1) 2005, S. 97–105.
- [26] DICKMANN, K.; LAMMERS, C.; HILDENHAGEN, J.; THIEMANN, R.: *Mikrostrukturierung von Keramik-Spinddüsen mit Excimer-Laser und hochqualitativem Abbildungssystem*. Laser und Optoelektronik **30** (6), 1998, S. 56–63.
- [27] WEIGL, P.; KASENBACHER, A.; WERELIUS, C.: *Dental Applications*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Topics Appl. Phys. **96** (2004), Springer, 2004, S. 167–185.
- [28] GIEDL-WAGNER, R.; HELML, H. J.: *Präzisionsbohren von Metall – ein Technologievergleich*. In: Dausinger, F.; Graf, T.; Lichtner, F. (Hrsg.): *Tagungsband Stuttgarter Lasertage '05* (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge mbH, 2005, S. 149–150.
- [29] Helml, H. J.: *Punktsieg für den Laser*. Mikroproduktion (2) 2005, S. 29–30.
- [30] HORSTING, J.; BRUWEHL, S.; RUTTERFORD, G.; KAMAKIS, D.; WEBB, A.; KNOWLES, M.: *Laser Machining of Gasoline Fuel Components*. Presentation ALAC 2005 (Advanced Laser Applications Conference & Exposition), Ann Arbor, Michigan 2005.
- [31] Deutsche Norm DIN 8590, Ausgabe September 2003. *Fertigungsverfahren Abtragen – Einordnung, Unterteilung, Begriffe*.
- [32] DICKMANN, H.: *Feinbohren mit Laserstrahlung*. Technica (10), 1994, S. 59–65.
- [33] RUF, A.: *Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern*. München: Utz-Verlag, 2004. Universität Stuttgart, Dissertation, 2003 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).

- [34] DAUSINGER, F.; ABELN, T.; BREITLING, D.; RADTKE, J.; KONOV, V.; GARNOV, S.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; TSARKOVA, O.: *Bohren keramischer Werkstoffe mit Kurzpuls-Festkörperlasern*. LaserOpto 31 (3), 1999, S. 78–85.
- [35] BREITLING, D.; FÖHL, C.; DAUSINGER, F.; KONONENKO, T.; KONOV, V.: *Drilling of Metals*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femto-second Technology for Technical and Medical Applications*. Berlin: Springer, 2004, Topics Appl. Phys. Vol. 96. S. 131 – 154.
- [36] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeuge Laser: Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner, 1992 (Teubner Studienbücher Maschinenbau).
- [37] MAYERHOFER, R.: *Mikromaterialbearbeitung mit Kupferdampflasern: Prozesscharakterisierung und Werkstoffabhängigkeit des Abtrags*. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation 1997.
- [38] FRITZ, A. H.; SCHULZE, G.: *Fertigungstechnik. 6. Auflage*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004.
- [39] Hugo Kern und Liebers GmbH & Co. KG.. Persönliche Mitteilung durch Herrn M. G. Müller. Schramberg: Kern-Liebers, 2006.
- [40] SCHMIDT-SANDTE, T.: *Laserstrahlbasierte Entgratverfahren für feinwerktechnische Anwendungen*. 2003. Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2002.
- [41] KÖNIG, W.; KLOCKE, F.: *Fertigungsverfahren. Band 3, Abtragen und Generieren*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1997.
- [42] MICHEL, F.; EHRFELD, W.; KOCH, O.; GRUBER, H.-P.: *EDM for Micro Fabrication – Technology and Applications*. In: Weck, M. (Hrsg.). *Proceedings of the International Seminar on Precision Engineering and Micro Technology*. Aachen, July 2000. Voerde: Riem, 2000, S. 127–139.
- [43] RISTERS, R.; JANNSEN, J.: *Präzisionsbearbeitung mit Nd:YAG-Lasern. Photonen kontra Elektronen*. Laser (5), 1994, S. 12–13.
- [44] FLEISCHER, J.; SCHMIDT, J.; KNOLL, M.; SALIM, E.; LELEU, F.: *Zündender Funke in der Mikrotechnik*. Mikroproduktion (1) 2004, S. 36–38.

- [45] VANSCHEN, W.: *Vom autogenen Brennschneiden bis zum Elektronenstrahlbohren*. Der Praktiker (9) 1994, S. 444–448.
- [46] PEUSER, P.; SCHMITT, N. P.: *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Fraunhofer-Institut für Lasertechnik Aachen, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1995.
- [47] KLEINBAUER, J.; KNAPPE, R.; WALLENSTEIN, R.: *Principles of Ultrashort Pulse Generation*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Topics Appl. Phys. **96** (2004), Springer, 2004, S. 9–16.
- [48] BERGMANN, SCHAEFER. *Lehrbuch der Experimentalphysik. Bd. 3. Optik*. Berlin, NewYork: de Gruyter, 1987.
- [49] KLEINBAUER, J.; KNAPPE, R.; WALLENSTEIN, R.: *Ultrashort Pulse Lasers and Amplifiers Based on Nd:YVO₄ and YB:YAG Bulk Crystals*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Topics Appl. Phys. **96** (2004), Springer, 2004, S. 17–33.
- [50] MÜLLER, D.; GIESEN, A.; PASCHOTTA, R.; KELLER, U.: *Ultrashort Pulse Thin-Disk Lasers and Amplifiers*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Topics Appl. Phys. **96** (2004), Springer, 2004, S. 55–72.
- [51] KELLER, U.: *Entwicklungstrends bei Kurzpulslasern*. In: Geiger, M.; Polster, S. (Hrsg.): *Tagungsband Laser in der Elektronikproduktion & Feinwerktechnik LEF 2005*. Erlangen, Meisenbach GmbH, 2005, S. 5–11.
- [52] CHÉRIAUX, G.; CHAMBARET, J.: *Ultra-short high intensity laser pulse generation and amplification*. In: *Measurement Science and Technology* **12** (2001), S. 1769–1776, Institute of Physics (IOP) Publishing Ltd., UK.
- [53] MAINE, P.; STRICKLAND, D.; BADO, P.; PESSOT, M.; MOUROU, G.: *Generation of ultrahigh peak power pulses by Chirped Pulse Amplification*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. **24**. No. 2, 1988, S. 398–403.

- [54] MARTINEZ, O. E.: *Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and recompression*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. **23**. No. 8, 1987, S. 1385–1387.
- [55] LIU, X.; DU, D.; MOUROU, G.: *Laser ablation and micromachining with ultrashort pulses*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. **33**. No. 10, 1997, S. 1706–1716.
- [56] HERMANN, T.; KLIMT, B.: Mikromaterialbearbeitung mit Pikosekundenlasern: Schneller, preiswerter, stabiler. In: Geiger, M.; Polster, S. (Hrsg.): Tagungsband Laser in der Elektronikproduktion & Feinwerktechnik LEF 2005. Erlangen, Meisenbach GmbH, 2005, S. 51–60.
- [57] ZEHETNER, J.; ZOPPEL, S.; MERZ, R.; HUBER, H.: *Neue Pikosekundenlaserkonzepte und ihre Anwendungen*. In: Geiger, M.; Polster, S. (Hrsg.): Tagungsband Laser in der Elektronikproduktion & Feinwerktechnik LEF 2005. Erlangen, Meisenbach GmbH, 2005, S. 61–71.
- [58] ZELLMER, H.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: *Faserlaser*. Physik Journal **4** (2005) Nr. 6. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2005, S. 29–34.
- [59] MÜLLER, D.; ERHARD, S. RONSIN, O.; GIESEN, A.: Thin disk multi-pass amplifier. In: Zayhowski, J. J. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics 83: Advanced Solid-State Photonics. Washington DC: Optical Society of America, 2003, S. 278–284.
- [60] MÜLLER, D.; ERHARD, S.; GIESEN, A.: *High power thin disk Yb:YAG regenerative amplifier*. In: Zayhowski, J. J. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics 50: Advanced Solid-State Photonics. Seattle: Optical Society of America, 2001, S. 319–324.
- [61] MÜLLER, D.: *Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign*. München: Utz-Verlag, 2005. Universität Stuttgart, Dissertation, 2005 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).

- [62] DAUSINGER, F.: *Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität*. Universität Stuttgart, Habilitation, 1995. Stuttgart: Teubner, 1995 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [63] RUF, A.; DAUSINGER, F.: *Interaction with metals*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Topics Appl. Phys. **96** (2004), Springer, 2004, S. 105–113.
- [64] ARNOLD, J.: *Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern*. Stuttgart: Teubner-Verlag, Stuttgart, Univ., Diss., 1994.
- [65] HÜGEL, H.; DAUSINGER, F.: *Fundamentals of laser-induced processes*. In: Martienssen, W. (Hrsg.): *Laser Physics and Applications*. Berlin: Springer, 2004, S. 3–64 (Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology – New Series VIII/1C).
- [66] BREITLING, D.: *Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Dissertation, in Vorbereitung (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).
- [67] BREITLING, D.; KLIMENTOV, S.; DAUSINGER, F.: *Interaction with Atmosphere*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Berlin: Springer, 2004, Topics Appl. Phys. Vol. 96. S. 75 – 89.
- [68] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I., BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Effect of nonlinear scattering of radiation in air on material ablation by femtosecond laser pulses*. In: Dausinger, F. H.; Konov, V. I.; Baranov, V. Y.; Panchenko, V. Y. (Hrsg.): *Proc. SPIE 5121* (Intl. Soc. For Opt. Eng., Bellingham 2003). S. 77 – 86.
- [69] KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Spectral and energy characteristics of conical emission in gases*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): *Proc. 4th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2003* (Hirschegg, Austria) (Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, 2003).

- [70] BREITLING, D.; RUF, A.; BERGER, P. W.; DAUSINGER, F. H.; KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.: Plasma effects during ablation and drilling using pulsed solid state lasers. In: Dausinger, F. H.; Konov, V. I.; Baranov, V. Y.; Panchenko, V. (Hrsg.): Proc. SPIE **5121** (Intl. Soc. For Opt. Eng., Bellingham 2003). S. 24 – 33.
- [71] BREITLING, D.; MÜLLER, K. P.; RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.: Material-vapor dynamics during ablation with ultrashort pulses. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): Proc. SPIE **5063** (Intl. Soc. For Opt. Eng., 2003). S. 81 – 86.
- [72] RADTKE, J.: Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserstrahlung. München: Utz-Verlag, 2003. Universität Stuttgart, Dissertation, 2003 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).
- [73] KONONENKO, T. V.; KONOV, V.; GARNOV, S.; KLIMENTOV, S.; DAUSINGER, F.: Dynamics of deep short pulse laser drilling: ablative stages and light propagation. Laser Phys. **11**, 2001, S. 343 – 351.
- [74] RAIBER, A.: *Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken*. Stuttgart, Leipzig: Teubner-Verlag, Stuttgart, Univ., Diss., 1999.
- [75] KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: Ablation rate enhancement by combination of picosecond and nanosecond pulse trains: effect of polarization. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2001 (Hirschegg, Austria) (Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, 2001).
- [76] KUGLER GMBH.: *Persönliche Mitteilung durch Herrn L. Kugler*. Stuttgart: FGSW, 2005.
- [77] NAUMANN, H.; SCHRÖDER, G.: *Bauelemente der Optik. Taschenbuch der technischen Optik*. München, Wien: Hanser-Verlag, 1992.

- [78] KUEHNLE, G.; STREIBL, N.: *Optische Vorrichtung zum Bohren mittels Laserstrahls*. Patentschrift DE 197 41 029 A 1.
- [79] WAWERS, W.; GILLNER, A.: *Laser bohrt haarfeine Löcher*. Werkstattstechnik online Jahrgang 95 (2005) H. 11/12, 905.
- [80] KNAPPEMEYER, J.: *Verfahren und Vorrichtung zum Ablenken eines Laserstrahls*. Patentschrift DE 198 04 305 C 1, 1998.
- [81] MÜLLER, G.; JOGLO, G. B.: *Taumeloptik für Hochleistungslichtquellen*. Offenlegungsschrift DE 199 45 087 A 1, 2001.
- [82] BAHNMÜLLER, J.; BECK, M.; LINDEN, P.: *Verfahren zur Fein- und Mikrobearbeitung von Werkstücken mittels Laserstrahlung und Vorrichtung zu Durchführung des Verfahrens*. Offenlegungsschrift DE 197 45 280 A 1, 1999.
- [83] JASPER, K.: *Neue Konzepte der Laserstrahlformung und -führung für die Mikrotechnik*. München: Utz-Verlag, 2003. Universität Stuttgart, Dissertation, 2002 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).
- [84] LEIGHTON, R. L.: *Laser hold drilling system with lens and two wedge prisms including axial displacement of at least one prism*. Patentschrift US 4 822 974, 1989.
- [85] Norm DIN EN ISO 11145, Ausgabe März 2002. Laser und Laseranlagen. Begriffe und Formelzeichen.
- [86] N. N.: *CPA-2001 Plus: User Manual*. Clark-MXR Inc., 2000.
- [87] WEIKERT, M.: *Grundlegende Untersuchungen zum Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen*. München: Utz-Verlag, 2006. Universität Stuttgart, Dissertation, 2005 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).
- [88] PAUL, H. (Hrsg.): *Lexikon der Optik*. Spektrum Akademischer Verlag GmbH Heidelberg, Berlin, 2003.

- [89] OSTRINSKY, J.: *Charakterisierung einer Trepanieroptik zur Effizienz- und Flexibilitätsteigerung beim Laserbohren*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2001 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 01-12).
- [90] WAWRA, T.: *Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzision mittels Laserstrahlung*. München: Utz-Verlag, 2005. Universität Stuttgart, Dissertation, 2004 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).
- [91] FORSCHUNGSGESELLSCHAFT FÜR STRAHLWERKZEUGE (FGSW mbH): *Benutzerhandbuch FGSW – Trepanieroptik. Funktionsmuster Halbautomatik*. Stuttgart, 04/2002.
- [92] FORSCHUNGSGESELLSCHAFT FÜR STRAHLWERKZEUGE (FGSW mbH): *Trepanieroptik Vollautomatik TOVA – Betriebsanleitung, Version 1.0*. Stuttgart, 06/2005.
- [93] N.N.: *Autocorrelator Model AC-150. User's Manual Version 3.2*. Clark-MXR Inc., 1996.
- [94] STEINMEYER, G.: *Wie misst man ultrakurze Pulse? Welche Verfahren gibt es?* Lasertechnik Journal Nr. 4, 2005, S. 34 – 39.
- [95] BOR, Z.: *Distortion of femtosecond laser pulses in lenses*. Optics Letters **14** (2), 1989, S. 119–121.
- [96] Deutsche Norm DIN ISO 11146, Ausgabe April 2005. Laser und Laseranlagen – Prüfverfahren für Laserstrahlmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen.
- [97] MÄSTLE, R.; GIESEN, A.; HÜGEL, H.: *Genormte Messverfahren zur Laserstrahlcharakterisierung*. LaserOpto **32** (2000) Nr. 3, S. 44–49.
- [98] NONHOFF, C. J.: *Material processing with Nd-Lasers*. Ayr, Scotland: Electrochemical Publications Ltd., 1988.
- [99] KRAUS, M.: *Angepasste Fokuseometrien zur Effizienzsteigerung beim Mikroabtragen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2004 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 04-16).

- [100] Vornorm DIN ISO/TS 12181-1, Ausgabe Juli 2005. *Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Rundheit. Teil 1: Begriffe und Kenngrößen der Rundheit* (ISO/TS 12181-1:2003).
- [101] BERGMANN, H. W.: *Präzise optische Behandlung von Festkörpern*. In: VDI-Technologiezentrum (Hrsg.): *Laser in der Materialbearbeitung* Bd. 5, Düsseldorf, VDI-Verlag, 1996.
- [102] DICKMANN, K.; HILDENHAGEN, J.; THIEMANN, R.; LAMMERS, C.; LÖDDING, B.; UPHOFF, H.: *Replika-Technik: Präzisions-Abformverfahren in der Laser-Mikromaterialbearbeitung*. Laser Magazin Nr. 2, 1998, S. 24–27.
- [103] ZHU, X.; NAUMOV, A. Y.; VILLENEUVE, D. M.; CORKUM, P. B.: *Influence of laser parameters and material properties on microdrilling with femtosecond laser pulses*. Applied Physics Materials Science & Processing A. 69, S. 367 - 37. In: COLA'99 - 5th International Conference on Laserablation, Juli 19 - 23, 1999 Göttingen. Springer, 1999.
- [104] DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.; KONOVOV, V.: *Micro-machining with ultrashort laser pulses: From basic understanding to technical applications*. In: Weber, H. P.; Konov, V. I.; Lüthy, W.; Pustovoy, V.; Graf, T. (Hrsg.): Intl. Conference on Advanced Laser Technologies ALT-02, (Adelboden, Schweiz). Proc. SPIE 5147, Bellingham, WA: Intl. Soc. for Opt. Eng., 2003, S. 106–115.
- [105] KONONENKO, T. V.; KONOVOV, V.; GARNOV, S.; KLIMENTOV, S.; DAUSINGER, F.: *Dynamics of deep short pulse laser drilling: ablative stages and light propagation*. Laser Phys. 11, 2001, S. 343–351.
- [106] KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; KONOVOV, V. I.; PIVOVAROV, P. A.; DAUSINGER, F.: *High rate deep channel ablative formation by picosecond-nanosecond combined laser pulses*. Appl. Phys. A-Mater. 69 Suppl., 1999, S. 633–636.
- [107] FÖHL, C.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Influence on hole quality in high precision drilling of steel with ultra-short pulsed laser systems*. In: Beyer, E.; Patel, R.; Ostendorf, A. (Hrsg.): Proc. Laser Microfabrication Conference ICALEO 2002 (Scottsdale, AZ). LIA 94, Orlando, FL: Laser Institute of America, 2002.

- [108] NOLTE, S.; MOMMA, C.; KAMLAGE, G.; OSTENDORF, A.; FALLNICH, C.; VON ALVENSLEBEN, F.; WELLING, H.: Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling. *Appl. Phys. A-Matter.* 68 Suppl., 1999, S. 563–567.
- [109] RUF, A.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.; KONONENKO, T.; KLIMENTOV, S.; GARNOV, S.; KONOV, V.; SUZUKI, J.: *Modeling and experimental analysis of hole formation in laser deep drilling with short and ultra-short pulses*. In: Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik (WLT) e.V. (Hrsg.): *Proc. First Intl. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing* (München), Stuttgart: AT-Fachverlag, 2001, S. 214–226.
- [110] DROIGK, J.: *Untersuchung des Polarisierungseinflusses auf die Bohrlochqualität beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen in Stahl*. Fachhochschule Mittweida, Diplomarbeit, 2003 (Studiengang Physikalische Technik).
- [111] FÖHL, C.: *Untersuchungen zum Präzisionsbohren von Keramik mit Nd:YAG-Laserpulsen im ns-Bereich*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2000 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 00-22).
- [112] DAUSINGER, F.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RUF, A.; WEIKERT, M.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen. 2. Zwischenbericht für das Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“*, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [113] KONOV, V. I.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; DAUSINGER, F.; BREITLING, D.: *Role of gas pressure in the process of high intensity ultra-short laser pulse drilling with special regard to plasmas*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): *Proc. 3rd Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2002* (Hirschegg, Austria) (Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, 2002).
- [114] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P.A.; GARNOV, S. V.; TSARKOVA, O. G.; KONONENKO, T. V.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Fifth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvor-

- haben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulslen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [115] BERGER, P.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.; FÖHL, C.; HÜGEL, H.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; KONOVO, V.: *Vorrichtung zur Bearbeitung eines Werkstückes mit einem Laserstrahl*. Patentschrift DE 102 03 452 B4, Juni 2007.
- [116] MUELLER, M.; FOEHL, C.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen*. 2. Zwischenbericht für das Teilvorhaben „Systemtechnik für das hochpräzise Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulslen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7712).
- [117] KREPULAT, W.: *Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser*. Stuttgart: Teubner, 1996. Universität Stuttgart, Dissertation, 1996 (Forschungsberichte des IFSW – Laser in der Materialbearbeitung).
- [118] WILDERMUT, E.: *Analytische und experimentelle Untersuchungen transversal geströmter aerodynamischer Fenster für Hochleistungslaser*. Köln: DLR, 1990. Universität Stuttgart, Dissertation, 1990 (Forschungsbericht DLR-FB 90-33).
- [119] FÖHL, C.; DAUSINGER, F.: *Influences on hole quality in high precision drilling of steel with ultra-short pulsed laser systems*. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): 4th Intl. Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2003 (München). Proc. SPIE 5063, Bellingham, WA: Intl. Soc. for Opt. Eng., 2003, S. 346–351.
- [120] BERGER, P.: *Gasdynamische Komponenten für die Materialbearbeitung*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller M. (Hrsg.): Tagungsband Stuttgarter Lasertage '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge mbH, 2003, S. 77–80.
- [121] THIESKES, S.: *Laserbohren bei reduziertem Umgebungsdruck unter Einsatz eines quergeströmten Potenzialwirbelfensters*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2005 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 05-14).
- [122] DAUSINGER, F.; FÖHL, C.; SOMMER, S.; WALTER, D.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen*. 5. Zwischenbericht für das Teilvorhaben

„Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2005 (BMF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).

- [123] FÖHL, C.; DAUSINGER, F.: High Precision Laser Drilling with Ultra Short Pulses - Fundamental Aspects and Technical Applications. In: Brandt, M.: Proceedings of 2nd Pacific International Conference on Applications of Lasers and Optics (PICALO) 2006. Laser Institute of America (LIA), Melbourne, 2006, S. 281–286.

Danksagung

Der erfolgreiche Abschluss meiner Arbeit ist Anlass genug um kurz inne zu halten und all jenen zu Danken die mit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuallererst möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Professor Friedrich Dausinger, herzlich danken für die Möglichkeit in seinem Umfeld wissenschaftlich zu arbeiten, für den Freiraum bei der Gestaltung meiner Arbeit, für die fachlichen Diskussionen und zahlreichen Anregungen sowie für die wohlwollende Sympathie, die er mir entgegen gebracht hat.

Ebenso möchte ich Herrn Professor Heinz Kück danken für das Interesse an meiner Arbeit und die Bereitschaft den Mitbericht zu übernehmen.

Herrn Professor Hügel möchte ich danken für die Weckung meiner Begeisterung für die Lasertechnik sowie die freundliche Aufnahme als junger Wissenschaftler am Institut für Strahlwerkzeuge. Mit Dankbarkeit blicke ich auf die schöne Zeit am Institut zurück mit dem ich auch weiterhin verbunden sein werde.

Allen ehemaligen Kollegen und Studenten danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonderer Dank geht an meine langjährigen Weggefährten Andreas Ruf, Steffen Sommer, Michael Weikert, Martin Kraus und Detlef Breitling. Letzterem danke ich vor allem auch für die zahlreichen Diskussionen und den fruchtbaren Gedankenaustausch.

Dank sage ich auch den Kollegen von Technik und Verwaltung. Insbesondere Herrn Albrecht Esser, Manfred Frank, Yalcin Yarimca und Sven Wartenberg. Sie haben maßgeblich zur erfolgreichen Realisierung der Trepanieroptik beigetragen.

Ein liebevoller Dank gilt meiner Frau Ingrid und unserer Tochter Karla für Ihr Verständnis und die Ermunterung in der für die Familie entbehrungsreichen Zeit der Ausarbeitung. Ein ganz besonderer Dank gebührt schließlich meinen Eltern, die immer zu mir gehalten, mich unterstützt haben und mir diese Ausbildung ermöglichten. Daher sei Ihnen diese Arbeit gewidmet.

Malsheim, Mai 2011

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorritz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißtauglichkeit von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-8

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-4

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepassten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaaß, Wilfried

Zerstörungsschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluidynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspansung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluidynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötlens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzel, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-
xibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und
-führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen
für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer
Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-
ramischen Werkstoffen mittels repetierender
Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und
Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von
Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

Optische und gerätetechnische Entwicklungen
zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-
temkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

Effiziente Lösung des inversen Problems beim
Laserstrahlschweißen durch Simulation und
Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-
sion mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren
metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von
Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit vari-ablem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len für Scheibenlaser

2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breiting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

Christian Stolzenburg

Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im
infraroten und grünen Spektralbereich
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

Svent-Simon Beyertt

Quantenfilm-Pumpen zur Leistungskalierung
von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel

Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axial-
symmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev

Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebe-
bau – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl

Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum
Präzisionsbohren von Metallen
2011, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4120-8

