

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

J. Radtke
Herstellung von Präzisionsdurch-
brüchen in keramischen Werkstoffen
mittels repetierender Laserbearbeitung

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, 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.

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung

Von Dr.-Ing. Joachim Radtke
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

D93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Friedrich Dausinger
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Prof. E.h. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. Engelbert Westkämper

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2003

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des
Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Wieder-
gabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der
Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben – auch
bei nur auszugsweiser Verwendung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2003

ISBN 3-8316-0285-9

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München

Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

Kurzfassung

In den letzten Jahren hat das Interesse zahlreicher Industriezweige an der präzisen Laserbearbeitung keramischer Werkstoffe stetig zugenommen. Klassische Bearbeitungsverfahren können die kontinuierlich steigenden Anforderungen hinsichtlich abnehmender Strukturgrößen und Toleranzen sowie den Wunsch nach komplexen Strukturgeometrien nur noch unzureichend erfüllen.

Zum Bohren, Schneiden und Ritzen keramischer Werkstoffe wurden bisher nahezu ausschließlich CO₂-Laser eingesetzt. Für die Mikrobearbeitung wurden aufgrund der kurzen Pulsdauern und der damit einhergehenden geringen thermischen Belastung hauptsächlich Excimer-Laser in Betracht gezogen. Beide Lasertypen emittieren Wellenlängen, die in Keramiken stark absorbiert werden. Festkörperlaser wurden demgegenüber bisher als wenig geeignete Werkzeuge für Keramiken angesehen, da die von ihnen emittierten Wellenlängen nur geringe Absorption erwarten ließen.

Auf der Grundlage einer Vielzahl von experimentellen Untersuchungen konnte im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, dass auch die neue Generation der diodengepumpten, kurzgepulsten Festkörperlaser für die Präzisionsbearbeitung und speziell die Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen geeignet ist. Die bisher vorhandenen technologischen Hemmnisse wurden durch ein erweitertes Verständnis der dem Bohrprozess zugrundeliegenden Wechselwirkungsphänomene überwunden.

Mit Hilfe verschiedener experimenteller Techniken, unter anderem zahlreicher Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Bohrprozesses in semitransparenter Keramik, konnte eine empirische Modellvorstellung erarbeitet werden, die sowohl die Energieeinkopplung in die Keramik als auch die Charakteristiken in der Ausbildung eines Bohrlochs beim Einsatz von Nanosekundenpulsen erklärt. Hierbei zeigte sich, dass weitestgehend unabhängig von den Prozessparametern vier spezifische Phasen mit einem definierten Zusammenhang zwischen Bohrtiefe und Pulszahl existieren, die bei doppeltlogarithmischer Auftragung durch charakteristische Steigungen gekennzeichnet sind.

Bei konventionellen Bohrverfahren wird die zu erzielende Bohrlochform von der starren Geometrie des Werkzeugs bestimmt. Demgegenüber wirken im Laserbohrprozess mit dem Laserstrahl selbst und dem laserinduzierten Plasma zwei Bohrwerkzeuge bei der Gestaltung der Geometrie mit, wodurch einerseits die Komplexität des Bohrprozesses erhöht, andererseits aber auch seine Flexibilität begünstigt wird. Mit Hilfe eines speziellen repetierenden Verfahrens als Prozesstechnik wurden in nitridischen und oxidischen Keramiken Präzisionsdurchbrüche mittels Laserstrahlung erzeugt, deren Aspektverhältnisse von Strukturtiefe zu Strukturbreite bei Materialstärken von einem Millimeter etwa Faktor 30 erreichten. Anhand von mehreren Beispielstrukturen konnte die Präzision der Laserbearbeitung von Keramiken verdeutlicht und das Potential für die wirtschaftliche und reproduzierbare Fertigung keramischer Düsen aufgezeigt werden.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen	11
Extended Abstract	15
1 Einleitung	19
1.1 Ausgangssituation	19
1.2 Problemstellung und Zielsetzung	20
1.3 Gliederung der Arbeit	21
2 Einführung in die Präzisionsbearbeitung keramischer Werkstoffe	23
2.1 Definition und Einteilung	23
2.2 Herstellung und Eigenschaften technischer Keramik	25
2.3 Verfahren zur Erzeugung von Durchbrüchen in keramischen Bauteilen	27
2.3.1 Bearbeitung vor dem abschließenden Sinterprozess	28
2.3.2 Hart- oder Endbearbeitung	29
2.4 Präzises Laserbohren keramischer Werkstoffe	31
2.4.1 Verfahrensvarianten beim Laserbohren	31
2.4.2 Präzisionsbearbeitung mit Gaslasern	34
2.4.3 Präzisionsbearbeitung mit Festkörperlaser	35
3 Wechselwirkung von Laserstrahlung und Materie	38
3.1 Grundlegende Beziehungen zur Ausbreitung von Strahlung in Medien	38
3.2 Optische Eigenschaften technischer Keramik	41
3.2.1 Reine keramische Werkstoffe	41
3.2.2 Technische Keramik bei Raumtemperatur	43
3.2.3 Technische Keramik bei prozessrelevanten Temperaturen	44
3.3 Einfluss der optischen Eigenschaften auf Erwärmung und Abtrag	45
3.4 Wechselwirkung mit laserinduzierten Plasmen	48
3.4.1 Absorption von Strahlung	49

3.4.2	Laserinduzierte Stoßwellen	51
3.4.3	Beeinflussung der Strahlpropagation	52
3.4.4	Plasmatransmission und -absorption beim Laserbohren	52
4	Systemtechnische Aspekte	57
4.1	Eingesetzte Strahlquellen	57
4.1.1	Das lampengepumpte System	58
4.1.2	Die diodengepumpte Systeme	59
4.1.3	Leistungsdaten	60
4.2	Strahlführung und -formung	61
4.3	Erzeugung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück.	64
4.3.1	Bewegung des Werkstücks	64
4.3.2	Bewegung des Laserstrahls	65
5	Grundlegende experimentelle Untersuchungen des Bohrprozesses	67
5.1	Beginn des Bohrprozesses	68
5.2	Prozessverlauf bei größerer Bohrtiefe	75
5.2.1	Phase des konstanten Bohrfortschritts	77
5.2.2	Stopp des Bohrfortschritts	79
5.3	Weitere Einflussgrößen auf Bohrprozess und Bohrlochgeometrie	82
5.3.1	Energiedichte	82
5.3.2	Wendeldurchmesser	84
5.3.3	Wellenlänge	86
5.3.4	Pulsdauer	88
6	Modellansatz zum Bohren mit Kurzpuls-Festkörperlasern	90
6.1	Absorption keramischer Werkstoffe	90
6.2	Phasen der Bohrlochausbildung	91
6.2.1	Phase I: Planare Ablation	93
6.2.2	Phase II: Ausbildung der Bohrkapillare	93
6.2.3	Phase III: Phase konstanter Bohrrate	97
6.2.4	Phase IV: Instabiler Prozess und Bohrstopp	100
6.3	Gültigkeitsbereich der Modellvorstellung	101

7	Fertigungstechnische Aspekte beim Wendelbohren	103
7.1	Einfluss der Pulsdauer auf redeponierte Schichten	103
7.2	Möglichkeiten zur Beeinflussung der Bohrlochgeometrie	106
7.2.1	Energiedichte	106
7.2.2	Fokuslage	107
7.2.3	Bohrdauer	109
7.2.4	Anstellwinkel	110
7.3	Anwendungsbeispiele und technologische Bewertung	112
8	Untersuchungen zum Laser-Erodieren	116
8.1	Verfahrensbedingte Vorteile des Laser-Erodierens	117
8.1.1	Prozessqualität	117
8.1.2	Prozesseffizienz	119
8.2	Einfluss von Wellenlänge und Prozessgas auf die Bearbeitung	120
8.2.1	Prozesseffizienz	121
8.2.2	Prozessqualität	123
8.3	Anwendungsbeispiele und technologische Bewertung	126
9	Zusammenfassung	129
10	Anhang	133
	Literaturverzeichnis	138

Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Dimension
a	Bohrtiefe	m
\dot{a}	Bohr- bzw. Abtragsrate	m/Puls
\tilde{a}	normierte Bohr- bzw. Abtragsrate	m/Puls
A	Absorptionsgrad	-
A_{Abl}	Querschnittsfläche der Ablationszone	m ²
$A_{\tilde{U}}$	Querschnittsfläche der Überlappungszone	m ²
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	299792458 m/s
c_p	spezifische Wärmekapazität	J/kgK
C	Korrekturterm	-
C_{Plasma}	Korrekturfaktor für Plasmawirkung (Bohrstart)	-
C'_{Plasma}	Korrekturfaktor für Plasmawirkung (linearer Phase)	-
d	Strahldurchmesser	m
d_A	Durchmesser am Bohrungsaustritt	m
d_{Abl}	Durchmesser der Ablationszone	m
d_E	Durchmesser am Bohrungseintritt	m
d_w	Wendeldurchmesser	m
D	Strahldurchmesser auf der Fokussieroptik	m
E	mittlere Leistungsdichte	W/m ²
\vec{E}	elektrischer Feldvektor	V/m
\vec{E}_0	Amplitude des elektrischen Feldvektors	J
f	Brennweite der Fokussieroptik	m
f_p	Pulsfolgefrequenz	Hz
f_w	Wendelfrequenz	Hz
F	F-Zahl	-
H	mittlere Energiedichte	J/m ²
H_S	Schwellenergiedichte	J/m ²

k	Absorptionsindex	-
l_{α}	optische Eindringtiefe, Absorptionslänge	m
l_{th}	thermische Eindringtiefe, Diffusionslänge	m
L_v	latente Verdampfungswärme	J/kg
M^2	Beugungsmaßzahl	-
n	Brechungsindex	-
n_e	Brechzahl durch freie Elektronen	-
\hat{n}	komplexer Brechungsindex	-
N	Pulszahl	-
\bar{N}	normierte Pulszahl	-
p_v	Dampfdruck am Siedepunkt	Pa
P_{av}	mittlere Leistung	W
P_H	Pulsleistung	W
Q	Pulsenergie	J
r	radiale Koordinate, Radius	m
r'	Rundheitsabweichung	m
R	Reflexionsgrad	-
R_p	Reflexionsgrad für parallel polarisiertes Laserlicht	-
R_s	Reflexionsgrad für senkrecht polarisiertes Laserlicht	-
R_{spez}	spezifische Gaskonstante	J/kgK
s	Probendicke	m
s_{Abl}	Mittenabstand der Ablationszonen	m
S	Streugrad	-
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
T	Transmissionsgrad	-
T_{surf}	Oberflächentemperatur	K
T_v	Verdampfungstemperatur	K
u	theoretische Abtragsrate	m/Puls
v	Vorschubgeschwindigkeit	m/s
v_{eff}	effektive Vorschubgeschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m ³

w	Strahlradius	m
z	kartesische Koordinate in Propagationsrichtung	m
z_R	Rayleigh-Länge	m
Z	Anzahl der Überfahrten	-

Griechische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Dimension
α	Absorptionskoeffizient	1/m
α_{iB}	Absorptionskoeffizient für inverse Bremsstrahlung	1/m
α_{Mie}	gesamter Extinktionskoeffizient der Mie-Theorie	1/m
α_{Pi}	Absorptionskoeffizient für Photoionisation	1/m
α_{Plasma}	gesamter Absorptionskoeffizient des Plasmas	1/m
χ	charakteristische Steigung im Bohrfortschritt	-
γ	Öffnungswinkel eines Kreisabschnittes	rad
Φ	Einfallswinkel des Laserstrahls zur Flächennormalen	rad
Φ_B	Brewsterwinkel	rad
κ	Temperaturleitfähigkeit	m ² /s
λ	Wellenlänge der Laserstrahlung	m
λ_0	Vakuum-Wellenlänge der Laserstrahlung	m
ν	Frequenz einer Lichtwelle	Hz
Θ	Divergenzwinkel	rad
ρ	Dichte	kg/m ³
τ_H	Pulsdauer	s
ω	Kreisfrequenz	1/s

Abkürzungen und Indices

Abkürzung	Erläuterung
<i>abs</i>	absorbiert
<i>auf</i>	auftreffend

AlN	Aluminiumnitrid
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
cw-Betrieb	kontinuierlicher Betrieb (continuous wave)
CNC	computerized numerical control
<i>ein</i>	eindringend
<i>f</i>	fokussierter Laserstrahl
FWHM	Halbwertsbreite (full width half maximum)
IR	Infrarot
LAM	laseraktives Medium
LSA	laserinduzierte Absorption (laser supported ablation)
LSC	laserinduzierte Verbrennung (laser supported combustion)
LSD	laserinduzierte Detonation (laser supported detonation)
LSM	Laser-Scanning-Mikroskop
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>opt</i>	optisch
Q-Switch	Güteschalter (Quality-Switch)
<i>ref</i>	reflektiert
REM	Rasterelektronenmikroskop
<i>streu</i>	gestreut
SHG	Kristall zur Frequenzverdopplung (second harmonic generation)
SiC	Siliziumkarbid
Si ₃ N ₄	Siliziumnitrid
SPS	Speicherprogrammierbare Steuerung
TEM _{m,n}	transversaler elektromagnetischer Mode
TEM ₀₀	Gaußscher Grundmode
THG	Kristall zur Frequenzverdreifachung (third harmonic generation)
UV	Ultraviolett
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat
Y ₂ O ₃	Yttriumoxid
ZrO ₂	Zirkonoxid

Extended Abstract

Starting situation

Although laser drilling is the oldest production technique, only in rare cases laser systems are established tools for drilling technical materials, up to now. Well-known examples are the drilling of ruby watch-stones, the boring of airfoil cooling holes in components of aircraft engines and the perforation of print heads for ink jet printers [1-3]. Nevertheless, the number of industrial applications is lying far behind those of other laser processes like marking, cutting and welding as well as conventional drilling techniques. Two major reasons are responsible for this. At first, costs hinder spreading of laser machining in general. Additionally, in cases where high accuracy is required, like for instance high-precision micro machining of injection nozzles or spinnerets, laser drilling could not meet the requirements, up to now.

Since the middle of the nineties the transfer of laser micro machining into industry has been favoured by the development of new laser technologies. Reliable diode pumped, short pulsed and frequency-multiplied solid-state lasers of industrial standard and new laser concepts with high beam quality like the thin disk laser promised a considerably wider range of application in industrial production. On the other hand, the interest of industry in precise laser machining of ceramics has constantly grown during the last few years. New applications, as for example ceramic nozzles or spinnerets, caused a demand for high-precision circular and non-circular shaped holes. The need of continuously decreasing dimensions and tolerances cannot be fulfilled by conventional process techniques like ultrasonic or diamond drilling. Furthermore non-circular shaped holes, for instance trilobal or triple-C geometries used in spinnerets are impossible to be produced with conventional techniques.

Objective

The first objective of this work is to evaluate these newly developed short pulsed solid-state lasers as novel tools for precise drilling of circular and non-circular shaped holes with high aspect ratios in ceramics and also to overcome the technological obstacles existing so far. To achieve this goal it is necessary to attain a better understanding of the drilling process with short pulsed solid-state lasers. Therefore, this thesis will discuss as a main topic the question how the underlying interaction phenomena have to be understood. At last, the knowledge of the interaction phenomena should result in an extended process understanding as a key for a laser machining process with high accuracy. On the basis of ample experimental observations, exemplary made on ceramic materials, a

model should be worked out, allowing to explain coupling of laser radiation to semi-transparent material as well as the characteristics of hole formation observed in drilling processes with nanosecond pulses.

Special attention will be directed to high-precision circular and non-circular shaped holes in ceramics with dimensions between some ten microns and one millimetre produced by an special process strategy with many repetitions.

Experimental results and applications

In the context of this work an outstanding level of accuracy was achieved for the drilling of micro holes with high aspect ratios in ceramics. The use of diode pumped solid-state lasers with pulse durations in the order of 10 nanoseconds and new process strategies like the so called helical drilling and the laser micro machining made this possible.

In contrast to conventional laser drilling, which is essentially a single pulse drilling, percussion drilling or punching followed by a cutting procedure in trepanning, the helical drilling reaches the breakthrough after multiple passing over of the kerf. While penetrating the workpiece, the focal position, the pulse energy and to some extent the energy per section can be varied. An increase in accuracy is reached by shortening the pulse duration and minimizing the focal diameter which leads to a reduction of ablated volume per pulse. Furthermore, unwanted thermal effects can be minimized by decreasing pulse duration. It is obvious that the beam path is not limited to circular ones. With suitable optical systems like scanners or by movement of the workpiece any shape can be produced. In this case it is better to speak of laser micro machining, a technique possibly able to replace EDM with the advantage of higher flexibility and applicability to non-conductive materials.

The main basis for the increased accuracy is the improved understanding of the underlying interaction phenomena. Regarding the interaction of laser beam and bulk material, there is an essential distinction between pure or homogeneous ceramics and technical ceramics. It is remarkable, that the behaviour of pure ceramics is totally different from those of metals in the spectral range between 0,5 and 10 μm . The optical penetration depth is up to three orders of magnitude larger than the wavelength in the so-called transmission window. Nevertheless, technical ceramics can be machined with Nd:YAG-lasers quite efficiently. An explanation for this was found in the structure of technical ceramics, which are built up in a grain structure embedded in a glassy phase and still can contain pores. Scattering and absorption at impurities like contaminations and grain boundaries decrease optical penetration depth. Due to this, sufficient heating for ablation is achieved even for wavelengths in the so-called transmission window. Additionally, with increasing temperature an dramatic change in optical properties is observed. At decomposition temperature a metallic layer is formed, on the one hand strongly increasing reflectivity and on the other hand reducing optical penetration depth further more. In

ceramics, the change to metallic behaviour described above is limited to the hot interaction zone, the surrounding bulk material remains semi-transparent. The change to metallic behaviour however, is not necessarily permanent and several pulses can be required for the construction of the highly absorbing layer.

Fundamental experiments on the formation of the capillary as well as the in-situ observation of the drilling progress in the semi-transparent ceramic with a high-speed video camera have been carried out for percussion drilling and helical drilling. In the latter case a helix is describing the path of the ablation front and the breakthrough is reached only after many turns. Further on, in helical drilling the diameter of the drilled hole and the drilling progress strongly depends on the diameter of the helix. Due to that fact, a direct comparison of both process strategies is not possible and even could be misleading. Therefore, a standardization was developed, transforming percussion drilling to the special case of helical drilling with a helix diameter of 0 μm . After the standardization all experiments show a similar characteristic behaviour of drilling depth over pulse number or ablation rate over drilling depth. This way, four characteristic phases in the drilling progress can be distinguished and explained with the help of a phenomenological model:

- phase I: planar ablation with highest drilling velocity
During the first pulses the highest ablation rate is observed. The morphology of the ablation points to a break out of ceramic grains from a layer near the surface. The surface of fraction runs along the grain boundaries and this is why the surface is irregular and sharp-edged. The influence of plasma on the laser beam is relatively weak.
- phase II: formation of capillary
With increasing number of pulses a hemispherical recess with a homogeneous surface is formed and deepened with further pulses. Drilling velocity decreases an order of magnitude meanwhile. Obviously the change of hole topography taking place during the formation of the capillary strongly effects the drilling progress. A number of geometry dependent mechanisms, such as energy coupling by multiple reflections, heat conduction, material expulsion and plasma interaction, could be responsible for this behaviour. While the first mechanism tries to increase ablation rate, the latter ones decrease drilling velocity and predominate finally.
- phase III: period of constant drilling velocity
After the complete formation of the capillary a period of constant drilling velocity is observed although growing energy losses due to wall absorption are expected. In this period plasma acts as a control of the drilling velocity keeping it constant. In the range of low energy density transmission increases linearly with decreasing incident energy density. As the hole deepens, losses due to wall absorption increase, the energy density arriving at the plasma cloud decreases. The drilling velocity remains constant, however, because the energy density transmitted to the bottom of the hole remains constant.

- phase IV: unstable process and stop

Towards the end of phase III losses caused by wall absorption weaken the energy density arriving at the bottom of the capillary to an extent that the polarization dependence of the reflection becomes noticeable for linearly polarized laser radiation. This might lead to a deflection of the capillary in a direction perpendicular to the polarization. In this unstable phase the process is characterized by strong fluctuations in the ablation rate which decreases rapidly up to two orders of magnitude. The drilling process finally stops, when the energy density arriving at the bottom of the capillary falls below the ablation threshold.

According to the model for drilling with short-pulsed lasers two tools acting during the drilling process can be assumed. The primary one is the laser beam which is responsible mainly for the deepening of the hole in the direction of its propagation. This primary tool is controlled by the secondary one, the laser induced plasma. The amount of plasma absorption depends strongly on wavelength, power density and pulse duration. The plasma acts primarily in radial directions, widens the hole and smoothenes the wall surface. For the primary tool energy coupling is mainly caused by Fresnel absorption whereas for the latter one heat transfer is the predominate mechanism.

With process strategies like helical drilling and laser micro machining it is possible to generate high-precision circular and non-circular shaped holes in ceramics with minimal diameters of about 30 μm in material thicknesses up to one millimetre. Aspect ratios up to almost 30 can be realized with an accuracy of the finished part of less than $\pm 5 \mu\text{m}$. The reproducibility of laser processing could be increased considerably by the introduced process strategies. At a greater flexibility with regard to geometry and dimension of the boring even production costs for diameters less than 200 μm can compete with the costs for ultrasonic or diamond drilling. Further improvements with respect to the economic efficiency are expected with the availability of laser systems with higher repetition rates.

1 Einleitung

1.1 Ausgangssituation

Vor nunmehr über vierzig Jahren wurde von Robert Maiman der erste Laser, ein gepulst betriebener Rubinlaser, realisiert. Die Wirkung dieser ersten Lasersysteme auf Material wurde durch die Einheit Gilette charakterisiert. Je höher die Pulsenergie eines Lasers war, desto mehr Rasierklingen konnten mit einem Puls durchbohrt werden. Insofern war das Bohren die erste „fertigungstechnische“ Anwendung des Lasers [1].

In den darauffolgenden Jahren wurden zahlreiche neue Konzepte für gepulste und kontinuierlich betriebene Strahlquellen entwickelt, die dem Strahlwerkzeug Laser in der industriellen Fertigung neue Möglichkeiten eröffneten. Diese beruhen nicht zuletzt auf der außerordentlichen Flexibilität sowohl hinsichtlich der verschiedensten Bearbeitungsverfahren, wie Schneiden, Schweißen, Bohren, Strukturieren, Beschriften oder Härten, die mit dem Laser durchführbar sind als auch bezüglich der zahlreichen Werkstoffe, die mit ihm bearbeitet werden können. Abhängig von der Bearbeitungsaufgabe kann mit den heute wichtigsten drei Laserarten, dem CO₂-, Festkörper- sowie Excimer-Laser, ein breites Spektrum von Laserwellenlängen, Leistungsbereichen, Strahlqualitäten und Pulsdauern eingesetzt werden [2].

Obwohl das Laserbohren, wie eingangs erwähnt, das erste Verfahren der Lasermaterialbearbeitung war, sind nur wenige Beispiele industrieller Umsetzungen bekannt. Etablierte fertigungstechnische Anwendungen, in denen seit Jahren erfolgreich vom Laserbohren Gebrauch gemacht wird, sind beispielsweise das Bohren von Uhrensteinen, das Perforieren von thermisch hochbelasteten Turbinenkomponenten oder das Bohren von Druckköpfen für tintenspritzende Systeme [1-3]. Sowohl gemessen an anderen Laserverfahren, wie dem Schneiden und Schweißen, als auch im Vergleich mit klassischen Alternativverfahren blieb die Zahl der Fertigungseinsätze jedoch weit zurück. Neben den Kosten, die generell die Verbreitung von Laserverfahren behindern, waren im Feld der hochpräzisen Mikromaterialbearbeitung vor allem die unzureichende Präzision und Reproduzierbarkeit Hemmnisse für eine industrielle Umsetzung.

Mitte der neunziger Jahre wurden gepulste Laserstrahlquellen für die Präzisionsbearbeitung immer zuverlässiger und leistungsstärker. Zahlreiche Forschergruppen haben neuartige Strahlquellenkonzepte untersucht und erarbeitet. Insbesondere mittels diodengepumpter Festkörperlaser konnten Laserstrahlparameter, Leistungen und Repetitionsraten erreicht werden, die deutlich breitere Einsatzmöglichkeiten in der industriellen Fertigung versprochen.

1.2 Problemstellung und Zielsetzung

Hochleistungskeramiken haben sich in den letzten Jahren einen weiten Anwendungsbereich erobert. Vom Maschinen- und Anlagenbau über die chemische Industrie bis hin zur Lebensmittelverarbeitung und Medizintechnik werden sie in nahezu allen Bereichen der produzierenden und verarbeitenden Industrie eingesetzt. Aufgrund von Materialeigenschaften wie hoher Härte, chemischer und thermischer Beständigkeit sowie günstigen tribologischen Eigenschaften sind Keramiken häufig metallischen Werkstoffen überlegen.

Den Vorteilen stehen allerdings hohe Kosten bei der Endbearbeitung keramischer Bauteile gegenüber. Insbesondere für die Herstellung von hochpräzisen Durchbrüchen sind konventionelle Bearbeitungsverfahren nur begrenzt geeignet. Allerdings spielen präzise Bohrungen als dosierende, druckaufbauende, formgebende und kühlende Funktionselemente in einer Vielzahl von hoch technisierten Produkten aus unterschiedlichen Branchen eine entscheidende Rolle für deren Leistungsfähigkeit, Effizienz und Umweltfreundlichkeit. Dieses Marktpotential blieb für Keramiken bisher unerschlossen.

Ein wichtiges Anwendungsbeispiel aus der Verkehrstechnik ist die Aufbereitung und Dosierung von Kraftstoffen für Verbrennungsmotoren. Insbesondere in Großmotoren könnten keramische Einspritzdüsen mit mehreren Einspritzstrahlen eine Reduktion von Emission und Treibstoffverbrauch bei gleichzeitig geringem Verschleiß und hohen Standzeiten ermöglichen. Potentielle Anwendungen für Präzisionsbohrungen in Oxidkeramiken werden im Bereich der Spinn- und Wirbeldüsen für die Textilindustrie gesehen. Bei den in diesem Industriezweig etablierten metallischen Düsen tritt durch größere Adhäsionswirkung und fortschreitenden Verschleiß der Abrisskante eine Flusenbildung beim Fadenabzug auf, die durch den Einsatz verschleißfester keramischer Materialien vermeidbar wäre. Zusätzlich kommt es bei der Kunstfaserherstellung mit zunehmender Betriebsdauer zu einem langsamen Verkleben der Düsengeometrie. Diese störenden Anhaftungen müssen durch Ausheizen der Düsenplatte beseitigt werden. Im Vergleich zu metallischen Düsen könnte bei Keramiken die Ausheiztemperatur deutlich gesteigert werden, sodass ein nachfolgender chemischer Reinigungsvorgang entfallen könnte.

Aufgrund der Anforderungen hinsichtlich Strukturtyp, Abmessungen und Genauigkeit, die in Tabelle 1.1 zusammengefasst sind, konnten zur Herstellung von Mikrodüsen bisher nur metallische Werkstoffe eingesetzt werden. Mit der funkenerosiven Bearbeitung steht für diese Werkstoffklasse ein Fertigungsverfahren zur Verfügung, das die Anforderungen weitestgehend erfüllen kann, für keramische Werkstoffe jedoch ungeeignet ist. Mittels den bereits erwähnten vielversprechenden Konzepten für diodengepumpte Kurzpuls-Festkörperlaser galt es nun, die Möglichkeiten für das Präzisionsbohren keramischer Werkstoffe zu evaluieren und die bisher vorhandenen technologischen Hemmnisse zu überwinden, um schließlich durch die Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen mittels Laserstrahlung das Anwendungspotential keramischer Düsen zu erschließen.

Geometrie des Durchbruchs	kreissymmetrisch, elliptisch, komplex (z. B. Trilobal, Triple-C)
Strukturabmessungen	< 400 μm (in der Textiltechnik) < 250 μm (im Kfz-Bereich)
Kantenverrundung	< 1 μm
Flankenwinkel	< 1 Grad
Formgenauigkeit	$\pm 1\%$ vom Sollmaß

Tabelle 1.1: Strukturtypen und Anforderungen an Präzisionsdurchbrüche.

Vor diesem Hintergrund ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, ein besseres Verständnis des Bohrprozesses mit Kurzpuls-Festkörperlasern zu erlangen. Eines der Hauptanliegen wird daher im Folgenden sein, am Beispiel keramischer Werkstoffe der Frage nachzugehen, wie die zugrundeliegenden Wechselwirkungsphänomene zu verstehen sind, um schließlich über ein erweitertes Prozessverständnis die Präzision der Bearbeitung zu verbessern. Auf der Grundlage einer Vielzahl von experimentellen Beobachtungen soll eine Modellvorstellung erarbeitet werden, die sowohl die Energieeinkopplung in semitransparente Keramiken als auch die charakteristischen Vorgänge bei der Ausbildung eines Bohrlochs erklärt. Besonderes Gewicht wird dabei auf die Herstellung von Durchbrüchen mittels repetierender Laserbearbeitung gelegt, wobei die Strukturdimensionen zwischen einigen zehn Mikrometern und einem Millimeter liegen.

1.3 Gliederung der Arbeit

Nach einem kurzen Überblick über Einteilung und Eigenschaften keramischer Werkstoffe werden in Kapitel 2 ausgehend von den klassischen Fertigungsverfahren auch die Möglichkeiten einer Präzisionsbearbeitung mit Lasern aufgezeigt.

Eine unverzichtbare Voraussetzung für die Interpretation und das Verständnis der experimentellen Untersuchungen stellen die in Kapitel 3 beschriebenen Wechselwirkungen von Laserstrahlung und Materie dar. Dabei werden sowohl grundlegende Beziehungen der Strahlausbreitung erläutert als auch das optische Verhalten technischer Keramiken diskutiert. Darauf aufbauend wird ein einfacher theoretischer Ansatz zur Abschätzung von Abtragsraten in keramischen Werkstoffen vorgestellt.

Für die reproduzierbare Herstellung hochpräziser Durchbrüche spielt die eingesetzte Systemtechnik eine entscheidende Rolle. In Kapitel 4 werden daher die verwendeten Strahlquellen, Möglichkeiten der Strahlführung und -formung sowie Konzepte zur Erzeugung einer Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück dargestellt.

Die in Kapitel 5 beschriebenen grundlegenden experimentellen Untersuchungen sollen über die verschiedenen Phasen während des Bohrvorgangs Aufschluss geben. Der Bohrprozess selbst wird dabei sowohl über die Morphologie des Bearbeitungsergebnisses als auch über Hochgeschwindigkeitsaufnahmen während des Bohrens analysiert. Von großem Interesse ist hierbei der Einfluss verschiedenster Prozessparameter auf die Phasen des Bohrfortschritts. Die experimentellen Befunde bilden letztendlich den Ausgangspunkt für die in Kapitel 6 erarbeitete Modellvorstellung zum Präzisionsbohren mit Kurzpuls-Festkörperlasern.

Die Ausführungen in Kapitel 7 und Kapitel 8 legen ihr Hauptaugenmerk auf fertigungstechnische Aspekte bei der Herstellung von Durchbrüchen mit kreissymmetrischer und komplexer Struktur. Neben verschiedenen Möglichkeiten zur Beeinflussung der Bohrlochgeometrie spielen in diesen Abschnitten Einflussfaktoren auf Prozesseffizienz und -qualität eine entscheidende Rolle. Anhand verschiedener Anwendungsbeispiele wird am Ende des jeweiligen Kapitels das Potential zur Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen mittels Laserstrahlung aufgezeigt.

Mit einer Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse und Erkenntnisse findet die Arbeit in Kapitel 9 ihren Abschluss.

2 Einführung in die Präzisionsbearbeitung keramischer Werkstoffe

In der industriellen Materialbearbeitung steht das Strahlwerkzeug Laser in den meisten Fällen in direkter Konkurrenz zu klassischen Fertigungsverfahren. Die Beurteilung der Chancen und Möglichkeiten einer Präzisionsbearbeitung keramischer Werkstoffe mit Festkörperlasern ist daher nur im Vergleich mit den konventionellen Techniken zur Herstellung und Endbearbeitung keramischer Produkte sinnvoll. Aus diesem Grund werden in den folgenden Abschnitten die etablierten Fertigungsprozesse vorgestellt, zu denen in gewissen Teilbereichen bereits die Laserbearbeitung gehört. Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf ihre Grenzen bei der Erzeugung von Durchbrüchen hoher Präzision gelegt. Zum besseren Verständnis der Beschränkungen und Probleme bei den Verfahren der Endbearbeitung soll zunächst jedoch ein allgemeiner Überblick über den weiten Bereich keramischer Werkstoffe, ihrer Herstellung und Eigenschaften gegeben werden.

2.1 Definition und Einteilung

Das große Spektrum der heute herstellbaren keramischen Werkstoffe macht eine genaue Definition des Begriffs Keramik nicht leicht. Schon aus der Jungsteinzeit sind keramische Erzeugnisse in Form von Schmuck, Plastiken und Gefäßen aus Tonkeramik bekannt. Meilensteine der Entwicklung der Keramiktechnologie waren die Verfeinerung durch Bemalung und Glasur sowie die Porzellanerzeugung.

Obgleich moderne Hochleistungskeramiken über ungleich vielseitigere Eigenschaften verfügen, gehören sie ebenso zur Familie der Keramiken wie Steinzeug und Porzellan. Aufgrund des Aufbaus aus verschiedenen chemischen Substanzen und der teilweise sehr unterschiedlichen Eigenschaften lassen sich eher Grenzen gegen andere Werkstoffe ziehen, nämlich gegen metallische und organische Materialien. Allerdings schließt diese Abgrenzung nicht aus, dass Metalle und Polymere als Zusätze in Keramiken Verwendung finden [4-6].

Die Deutsche Keramische Gesellschaft definiert daher als keramische Werkstoffe im engeren Sinne alle anorganischen, nichtmetallischen, im Wasser schwer löslichen und zu wenigstens 30% kristallinen Stoffe bzw. Stoffgemische. In der Regel werden sie bei Raumtemperatur aus einer Rohmasse geformt, die im Wesentlichen aus keramischem Pulver und Bindemittel besteht, und erhalten ihre typischen Werkstoffeigenschaften durch eine Temperaturbehandlung, das sogenannte Sintern, bei Temperaturen meist

über 800 °C. Gelegentlich geschieht die Formgebung auch bei erhöhter Temperatur oder gar über den Schmelzfluss mit anschließender Kristallisation [5, 7].

Keramische Werkstoffe können gemäß den folgenden Gesichtspunkten eingeteilt werden [5, 8]:

- Chemische Zusammensetzung (Oxidkeramik, Nichtoxidkeramik, Silikatkeramik),
- Herstellungstechnologie (z. B. Trocken-, Nassverfahren)
- Gefügestruktur (Grobkeramik, Feinkeramik mit Gefügebestandteilen $< 0,2$ mm),
- Eigenschaftsprofil (z. B. mechanisch, thermisch, elektrisch, chemisch, optisch),
- Anwendungsbereich (z. B. Konstruktions-, Funktions-, Bau-, Feuerfestkeramik).

Als „Technische Keramik“ finden optimierte keramische Werkstoffe Eingang in den Fahrzeug-, Maschinen- und Apparatebau sowie in die Elektrotechnik und die technische Physik. Entsprechend ihren Einsatzbereichen werden die technischen Keramiken in die beiden Werkstoffgebiete

- Funktionskeramik und
- Konstruktionskeramik, auch Strukturkeramik oder Ingenieurkeramik genannt,

eingeteilt [4].

Die sogenannten Funktionskeramiken werden infolge ihrer besonderen funktionellen Eigenschaften verwendet, beispielsweise aufgrund der hohen elektrischen Isolierfähigkeit oder der piezoelektrischen Eigenschaften. Konstruktions- oder Strukturkeramiken kommen dort zum Einsatz, wo sie als Konstruktionselemente einer hohen mechanischen, korrosiven, thermischen oder Verschleißbeanspruchung ausgesetzt sind.

Als Werkstoffe der Konstruktionskeramik finden hauptsächlich vier Basissysteme Anwendung [4, 5]:

- Aluminiumoxid und Zirkonoxid aus der Gruppe der Oxidkeramiken sowie
- Siliziumkarbid und Siliziumnitrid aus der Gruppe der Nichtoxidkeramiken.

Die hohe Härte, chemische Beständigkeit und Korrosionsfestigkeit prädestinieren Siliziumkarbid für den Einsatz als Abrasivstoff in Schleifscheiben sowie als Werkstoff der Dichtungs- und Lagertechnik in der chemischen Industrie [6, 8].

Für die im Rahmen dieser Arbeit besonders interessierenden Anwendungen im Bereich der Fertigung hochpräziser keramischer Düsen kommen infolge ihrer mechanischen, thermischen und tribologischen Eigenschaften prinzipiell die Werkstoffe Aluminiumoxid, Zirkonoxid und Siliziumnitrid in Frage.

2.2 Herstellung und Eigenschaften technischer Keramik

Damit keramische Werkstoffe die spezifizierten Eigenschaften erbringen, insbesondere unter mechanischer Belastung, muss besonderes Augenmerk auf den Herstellungsprozess gelegt werden. Dieser kann in drei wesentliche technologische Stadien untergliedert werden [4, 9-11]:

Pulverherstellung und -aufbereitung

Wie allgemein in der Werkstofftechnik gilt auch für technische Keramiken, dass die Qualität entscheidend von den Rohstoffen abhängt. Für Konstruktionskeramiken werden in der Regel hochreine synthetische Pulver mit geringer, definierter Korngröße verwendet. Die Pulverherstellung erfolgt in Mahlprozessen oder durch chemische Reaktionen aus der Gasphase bzw. in Fällungsprozessen. Ein weiterer wichtiger Verfahrensschritt ist die Pulveraufbereitung, bei der dem Pulver spezielle Additive, wie beispielsweise Bindemittel oder Gleithilfsmittel, zugemischt werden. Diese Stoffe sollen die anschließende Formgebung erleichtern.

Formgebung

Die Wahl des Formgebungsverfahrens hängt sowohl von den Rohstoffen als auch von Geometrie, Größe und Stückzahl der zu erzeugenden Bauteile ab. Die gängigsten Verfahren sind das Gießen (Spritz-, Schlicker-, Foliengießen) und das Pressen (Nass-, Trocken-, isostatisches Pressen). Der dabei entstehende verdichtete, noch ungebrannte Pulverkörper wird als Grünling bezeichnet. Die Auswahl des Formgebungsverfahrens wirkt sich dabei auch auf die Dichte des Grünlings und damit auf die Porosität des fertigen Bauteils aus. Den bereits erwähnten Urform- und Umformverfahren können sich zur weiteren Formgebung noch trennende Fertigungsverfahren anschließen, deren Möglichkeiten zur Erzeugung von Durchbrüchen im nachfolgenden Kapitel 2.3 diskutiert werden.

Sinter- bzw. Brennvorgang

Der Grünling wird im anschließenden Brennvorgang, dem sogenannten Sinterprozess, unter Wärmeeinfluss zur eigentlichen Keramik verfestigt. Durch die Temperaturführung, die Anwendung von Druck, die Wahl geeigneter Atmosphären und chemischer Zusätze lässt sich das entstehende Gefüge sehr gut beeinflussen, sodass der Sintervorgang ebenfalls entscheidend die späteren Eigenschaften beeinflusst. Das Sintern ist eine Überlagerung mehrerer Einzelvorgänge wie Diffusion, Versetzungswanderung und Reaktion zwischen den Pulverkomponenten. Die treibende Kraft liegt hierbei im Bestreben, die freie Enthalpie, welche in Form von Grenz- bzw. Oberflächenenergie, Gitterdefekten und Kapillarkräften im Sinterkörper gespeichert ist, zu verringern. Allerdings muss der Formgebungs- nicht immer getrennt vom Sinterprozess ablaufen, so stellen beispielsweise das Heißpressen und das heißisostatische Pressen Kombinationen beider Vorgänge dar.

Keramische Werkstoffe zeigen im Vergleich zu Metallen ein grundlegend anderes Werkstoffverhalten. Die Ursache hierfür liegt in den unterschiedlichen atomaren Bindungsformen. Kennzeichnend für Metalle ist, dass sich ein Teil ihrer Elektronen unabhängig von den Atomrümpfen bewegen können. Als Folge der metallischen Bindung ergeben sich die typischen metallischen Eigenschaften wie hohe elektrische und thermische Leitfähigkeit, plastische Verformbarkeit sowie ein hoher Reflexionsgrad für Licht.

Bei Oxidkeramiken liegt dagegen eine überwiegende ionische Bindung vor. Durch einen Elektronenaustausch zwischen den Bindungspartnern bilden sich entgegengesetzt geladene Ionen, die sich infolge Coulombscher Kräfte anziehen. Für Nichtoxidkeramiken herrscht die kovalente Bindung vor, bei der stabile Elektronenkonfigurationen durch die Ausbildung von gemeinsamen Elektronenpaaren erreicht werden. Die hohen Bindungskräfte dieser beiden Bindungstypen bewirken die charakteristischen Eigenschaften keramischer Werkstoffe:

- hohe Härte,
- hohe Druckfestigkeit,
- hoher Elastizitätsmodul,
- hohes elektrisches Isolationsvermögen,
- gute chemische und mechanische Beständigkeit sowie
- Hochtemperaturbeständigkeit.

Eine negative, ebenfalls aus den Bindungsformen resultierende Eigenschaft ist die Sprödigkeit. Die Ursache hierfür ist die fehlende Makroplastizität, sodass Spannungsspitzen an äußeren und inneren Kerben und Fehlern nicht abgebaut werden. Infolge dessen kann es zum Aufreißen des Gitters und damit zum Risswachstum kommen [4, 5, 8, 12, 13].

Durch die verwendeten Ausgangsmaterialien, Bindemittel und Sinterhilfsstoffe sowie die in der Prozesskette eingesetzten Verfahren können die typischen Eigenschaften der Keramiken in weiten Bereichen gesteuert werden. Das Vorhandensein von Poren und verschiedenen Phasen im Gefüge der technischen Keramik bewirkt, dass sich die Eigenschaften keramischer Bauteile in der Regel erheblich von denen der Ausgangskomponenten und denen reiner Keramiken unterscheiden. Die Phasen können dabei durch Verunreinigungen entstehen oder gezielt eingebracht werden, um die Werkstoffeigenschaften zu beeinflussen.

Anmerkungen zu typischen Eigenschaften und Einsatzgebieten der drei in den Untersuchungen verwendeten Keramiken sowie wichtige thermische und mechanische Stoffkenngrößen sind im Anhang zusammengefasst.

2.3 Verfahren zur Erzeugung von Durchbrüchen in keramischen Bauteilen

Die Erzeugung von Durchbrüchen mit kreisrunder oder komplexer Geometrie kann in der pulvertechnologischen Prozesskette an verschiedenen Stellen erfolgen. Die letztlich im Bauteil erzielbare Präzision hängt dabei stark von der Einordnung des Fertigungs-schrittes im Herstellungsprozess ab. In Abbildung 2.1 ist schematisch der Produktions-ablauf mit den zusätzlich möglichen Fertigungsabschnitten dargestellt.

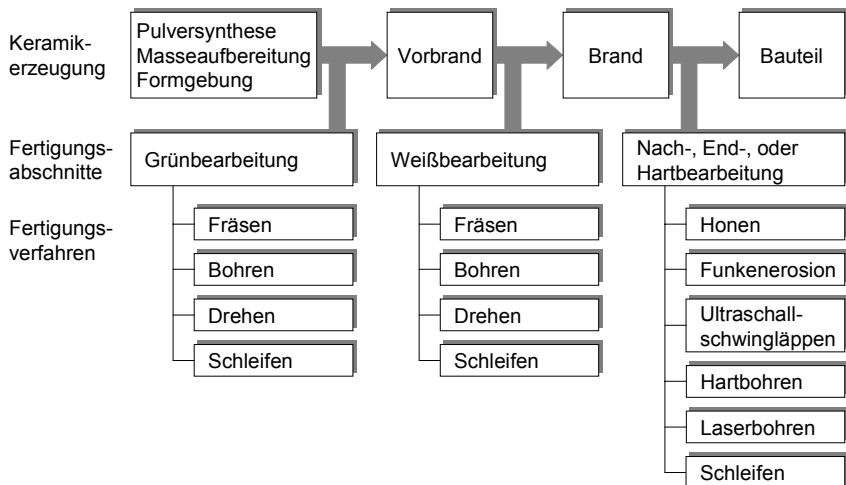


Abb. 2.1: Einordnung der Fertigungsabschnitte zur Erzeugung von Durchbrüchen in den Produktionsablauf [14].

Im Vergleich zu den anderen Fertigungsverfahren, die ebenfalls zur Bearbeitung keramischer Werkstoff geeignet sind, ist das Schleifen in Bezug auf die Wirtschaftlichkeit wegen der Höhe der erzielbaren Zerspanungsleistungen von besonderer Bedeutung. Es findet insbesondere bei der Herstellung von Profil-, Lager- und Funktionsflächen unter Einhaltung enger Toleranzen und hoher Oberflächengüten Anwendung. Für die Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in den angesprochenen Dimensionen ist es allerdings nicht geeignet und wird aus diesem Grund nicht weiter betrachtet [5].

Neben der Laserbearbeitung werden zur Herstellung von Bohrungen verschiedene Verfahren eingesetzt, die sich unter wirtschaftlichen und technologischen Gesichtspunkten konkurrierend gegenüberstehen. Nachfolgend werden diese kurz vorgestellt, wobei die Maßhaltigkeit des Durchbruchs im fertigen Bauteil von besonderem Interesse ist.

2.3.1 Bearbeitung vor dem abschließenden Sinterprozess

Herstellung im Formgebungsprozess

Beim Pressen mit Formeinsätzen wird der Durchbruch bereits im Formgebungsprozess erzeugt. Abgesehen von den Kosten zur Herstellung der Stempel sind die Bearbeitungskosten damit vernachlässigbar. Allerdings sind die minimal erreichbaren Durchmesser unter anderem durch die Gefahr des Nadelbruchs im Pressstempel sowie das Fließvermögen der Rohmasse begrenzt und liegen momentan bei etwa 500 μm . Das maximale Aspektverhältnis von Bohrungslänge zu -durchmesser liegt bei etwa drei, komplexe Geometrien mit kleinen Abmessungen lassen sich praktisch nicht herstellen. Bedingt durch den Volumenschwund im Trocknungs- und Sinterprozess sowie die begrenzte Präzision der Formgebung lässt sich im Fertigteil nur ein Maßhaltigkeit von ca. $\pm 50 \mu\text{m}$ realisieren. Darüber hinaus ist auch die Formgenauigkeit der Bohrungskontur für eine Düsenanwendung nicht ausreichend [5, 15].

Neuere Fertigungstechnologien für keramische Mikrobauerteile beruhen auf einer thermoplastischen Formgebung in einem Heißgussprozess. Hierbei wird mit Hilfe eines Ätzprozesses eine Urform auf Siliziumbasis erzeugt. Aus den Urmodellen werden mittels Abformtechnik Kunststoffformen gefertigt, welche dann drucklos mit einem thermoplastischen Schlicker bei ca. 100 °C gefüllt und evakuiert werden. Der dabei entstehende Grünkörper kann minimale Strukturgrößen von 20 bis 30 μm bei Aspektverhältnissen von sieben bis zehn aufweisen. Für die Herstellung von Durchbrüchen hoher Präzision ist dieses Verfahren allerdings nicht geeignet [16, 17].

Grün- und Weißbearbeitung

Die Grünbearbeitung erfolgt direkt im Anschluss an die Formgebung vor dem Brand, wohingegen als Weißbearbeitung die Bearbeitung eines nach dem Vorbrand verfestigten Bauteils definiert ist, dessen Brennschwindung jedoch noch nicht abgeschlossen ist. In beiden Fällen können für die Fertigung alle spanenden Verfahren mit geometrisch bestimmter und geometrisch unbestimmter Schneide eingesetzt werden. Aufgrund der starken abrasiven Wirkung der Pulver werden im Allgemeinen Diamantwerkzeuge verwendet. Mikro-Bohrwerkzeuge ermöglichen minimale Durchmesser von etwa 100 μm bei Aspektverhältnissen von 16. Infolge der noch geringen Festigkeit des un- oder vorgebrannten Bauteils besteht allerdings die Gefahr, dass bei der mechanischen Bearbeitung Kantenausbrüche auftreten. Hierbei spielen vor allem die Werkzeuggeometrie, die Eingriffsverhältnisse und der Verschleißzustand des Werkzeugs eine große Rolle.

Durch das nachfolgende Sintern und die dabei zwangsläufig auftretende Schwindung wird im gebrannten Zustand nur noch eine Maßhaltigkeit von etwa $\pm 20 \mu\text{m}$ erreicht. Während die Grün- und Weißbearbeitung zur Erzeugung komplexer Formen im Makrobereich gut geeignet ist, können Durchbrüche mit kreissymmetrischen sowie komplexen Konturen im Mikrobereich praktisch nicht erzeugt werden [5, 15, 18].

2.3.2 Hart- oder Endbearbeitung

Wie die bisherigen Ausführungen gezeigt haben, ist das primäre Ziel der Bearbeitungsschritte vor dem Brand die Erzeugung einer endformnahen Kontur, wobei Durchbrüche mit kleinen Maß- und Formtoleranzen so gut wie nicht herstellbar sind. Die grundsätzlichen Probleme bei Bearbeitungsschritten, die vor dem Sinterprozess erfolgen, sind zum einen die bereits erwähnte Schwindung des Materials beim Brennen, welche mindestens 1% beträgt. Zum anderen entsteht im Prozess eine sogenannte Sinterhaut, die für Düsenanwendungen in der Regel durch aufwendige Nachbearbeitungsprozesse entfernt werden muss, da ihre Oberflächeneigenschaften nicht anwendungsgerecht sind. Präzisionsbohrungen können daher nur durch eine Nachbearbeitung der vor dem Sinterprozess eingebrachten Durchbrüche oder durch direkte Bearbeitung im gebrannten Zustand erzeugt werden. Die Kosten für die Hartbearbeitung können dabei bis zu 90% der Herstellungskosten des keramischen Bauteils betragen. Für die Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen stehen prinzipiell folgende konventionelle Verfahren zur Verfügung:

Honen

Das Honen hat als Fertigungsverfahren zur spanenden Bearbeitung konventioneller metallischer Werkstoffe einen festen Platz bei der Feinstbearbeitung von Bohrungen und Lagerflächen eingenommen. Der Honvorgang selbst ist als Spanprozess mit einem vielschneidigen Werkzeug aus gebundenen Körnern mit geometrisch unbestimmten Schneiden definiert. Unter ständiger Flächenberührung zwischen Werkzeug und Werkstück wird dabei eine aus zwei Komponenten bestehende Schnittbewegung, meist eine alternierende Hubbewegung kombiniert mit einer Drehbewegung, ausgeführt. Für das Honen keramischer Werkstoffe kommen im Wesentlichen nur Diamant und Bornitrid als Schneidstoffe in Frage. Mit Kleinstthonwerkzeugen können Bohrungen jedoch nur bis hinab zu einem Millimeter Durchmesser nachbearbeitet werden. Diese lassen sich dann allerdings mit Abweichungen von der Rundheit bzw. Zylinderform in der Größenordnung von 1 - 2 μm und ausgezeichneten Oberflächenqualitäten erzeugen. Durchbrüche mit komplexen Geometrien sind mit dieser Bearbeitungstechnik nicht herstellbar [5, 10].

Funkenerosives Abtragen

Beim funkenerosiven Abtragen wird die Geometrie einer Werkzeugelektrode, meist handelt es sich um eine Kupfer-Wolfram- oder Graphitelektrode, in das Werkstück abgebildet. Der Materialabtrag erfolgt durch räumlich und zeitlich voneinander getrennte, nichtstationäre oder quasistationäre elektrische Entladungen zwischen der Werkstück- und Werkzeugelektrode, welche langsam in das Bauteil vordringt. Bei keramischen Werkstoffen beruht der Abtragsmechanismus auf einer Kombination aus Verdampfung, Kavitation und thermomechanischen Prozessen, hervorgerufen durch die intensive lokale Erhitzung infolge des Entladungsfunkens. Die beiden Elektroden werden von einer dielektrischen Flüssigkeit umspült, die als Kühlung fungiert und gleichzeitig die abgetragenen Partikel aus dem Arbeitsspalt entfernt. Voraussetzung für die

funkenerosive Bearbeitung ist eine Mindestleitfähigkeit des zu bearbeitenden Werkstücks. Damit sind nur wenige Keramiken, wie beispielsweise Siliziumkarbid, Titanborid und einige Mischkeramiken, für die Bearbeitung mittels Funkenerosion geeignet.

Die kleinsten erreichbaren Durchmesser bewegen sich zwischen 40 und 60 μm bei Aspektverhältnissen um zehn. Mit entsprechend gestalteten Senkelektroden lassen sich auch komplexe Geometrien mit Genauigkeiten kleiner $\pm 10 \mu\text{m}$ erzeugen. Allerdings sind die Abtragsraten sehr gering und die filigranen Elektroden unterliegen einem hohen Verschleiß, sodass sie etwa alle fünf bis zehn Bohrungen ersetzt werden müssen. Ein weiterer Nachteil der funkenerosiven Bearbeitung von Keramiken ist die relativ schlechte Qualität der bearbeiteten Oberfläche, welche aufgrund der Abtragsmechanismen Mikrorisse und Entladekrater aufweist. Die funkenerosive Bearbeitung wird typischerweise zur Herstellung von keramischen Gießformen, Ziehsteinen und Ziehmatrizen eingesetzt [5, 10, 19].

Ultraschallschwingläppen

Ähnlich wie beim funkenerosiven Senken wird beim Ultraschallschwingläppen ein Formwerkzeug in das Bauteil abgebildet. Dadurch lassen sich auch Durchbrüche mit komplexen Geometrien erzeugen. Im Gegensatz zu dem thermischen Verfahren handelt es sich jedoch um ein Spanen mit einem losen, in einer Flüssigkeit verteilten Schleifmittel, das durch ein schwingendes Profilwerkzeug Impulse erhält, welche ihm ein Arbeitsvermögen verleihen. Typischerweise wird das Formwerkzeug an einer Sonotrode befestigt, die mit einer Frequenz von etwa 20 kHz schwingt. Der Mechanismus der Werkstoffabtrennung ist derzeit nicht vollständig erforscht. Es ist allerdings davon auszugehen, dass der physikalische Abtragsvorgang im Wesentlichen auf Stöße zwischen dem Abrasivmittel und der Werkstückoberfläche zurückzuführen ist. Hierdurch werden in mikroskopisch kleinen Bereichen Risse im Werkstück induziert. Zeitlich und räumlich aufsummiert führen diese Mikrorisse zum Ausbrechen kleiner Werkstückpartikel und somit zur Abbildung des Formwerkzeugs im Werkstück. Eine notwendige Bedingung für diesen Abtragsmechanismus ist, dass die Schleifkörner eine höhere Härte aufweisen als das zu bearbeitende Material. Bevorzugt wird Borkarbid mit Korngrößen von 10 bis 100 μm in wässriger Suspension als Läppmittel eingesetzt.

Durch Ultraschallschwingläppen lassen sich in Keramiken Bohrungen mit minimalen Durchmessern von etwa 0,6 mm bei Aspektverhältnissen um zehn erzielen. Um eine optimale Form- bzw. Maßhaltigkeit zu gewährleisten, ist es notwendig, dass das Werkzeug ausschließlich Longitudinalschwingungen in seiner Längsachse ausführt. Alle von diesem Schwingungsmodus abweichenden Schwingungsrichtungen führen zu einer Ungenauigkeit der zu erzeugenden Kontur, sodass bestenfalls von einer Maßhaltigkeit von ± 10 bis 20 μm ausgegangen werden kann. Insbesondere bei filigranen Profilwerkzeugen können Betrag und Form des Werkzeugverschleißes die Formgenauigkeit maßgeblich verschlechtern [5, 20-23].

Hartbohren

Durch die hohe Härte lassen sich keramische Werkstoffe im gebrannten Zustand nur mit Diamantbohrern bearbeiten. Zur Verbesserung des Abtrags kann beim Ultraschall-Hartbohren das diamantbeschichtete Werkzeug bei gleichzeitiger Anwendung einer Druckspülung mit nichtschneidstoffhaltigem Wasser mit Ultraschall beaufschlagt werden, die Verwendung eines losen Läppkorns entfällt dann. Allerdings bereiten die Anforderungen hinsichtlich der Form- und Lagegenauigkeit extreme Probleme, da die Positionierung bei spangebenden Verfahren aufgrund der hohen Härte des zu bearbeitenden Werkstoffs und den damit schwierigen Eingriffsbedingungen zu Beginn der Bearbeitung äußerst aufwendig ist. Die Erzeugung von konturierten Bohrungen, sowohl in axialer als auch radialer Richtung, ist ebenso wie das Bohren unter einem Winkel zur Oberfläche bisher praktisch ausgeschlossen.

Die beim Hartbohren mit und ohne Ultraschallunterstützung erreichbaren Dimensionen und Genauigkeiten sind denjenigen beim Ultraschallschwingläppen vergleichbar. Die minimalen Bohrungsdurchmesser betragen 0,6 mm bei Aspektverhältnissen von etwa zehn und Maßhaltigkeiten am Fertigbauteil von $\pm 10 \mu\text{m}$ [5, 24, 25].

Für die Erzeugung von Bohrungen und konturierten Durchbrüchen im Bereich kleiner $500 \mu\text{m}$ mit Toleranzen von weniger als $\pm 5 \mu\text{m}$ sind die oben beschriebenen Verfahren nicht oder nur bedingt einsetzbar. Aufgrund des großen Werkzeugverschleißes, der hohen Bearbeitungskosten und der Beschränkungen bei der Herstellung konturierter Bohrungen bietet sich die Bearbeitung mit dem Laserstrahl als Alternative an.

2.4 Präzises Laserbohren keramischer Werkstoffe

In der Mikrobearbeitung von Metallen, Keramiken und Polymeren hat die Lasertechnik bereits breite Anwendung gefunden, sodass eine umfassende Darstellung der zahlreichen Verfahren im Rahmen dieses Kapitels nicht möglich ist. Die folgenden Betrachtungen zum Stand der Technik beschränken sich daher im Wesentlichen auf Laserverfahren zur Erzeugung von Durchbrüchen hoher Präzision in Keramiken.

2.4.1 Verfahrensvarianten beim Laserbohren

Das thermische Abtragen von keramischen Werkstoffen mit Laserstrahlung beruht auf der Umwandlung der in das Werkstück eindringenden elektromagnetischen Strahlungsenergie in Wärme. Je nach Absorptionsvermögen des Werkstoffs und eingesetzter Leistungsdichte kann der Materialabtrag bei der berührungslosen und damit kraft- und verschleißfreien Laserbearbeitung über die Schmelz- oder Dampfphase erfolgen. In Kapitel 3 wird noch ausführlich auf die Mechanismen bei der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und keramischen Werkstoffen eingegangen werden.

Die für den Abtragsprozess erforderliche Energie muss von der Strahlquelle über ein optisches System an das Werkstück geführt werden. Abhängig vom eingesetzten Lasersystem (CO_2 -, Excimer- oder Festkörperlaser) und dessen charakteristischem Strahlquerschnitt sowie seiner räumlichen Leistungsdichteverteilung wird der Laserstrahl direkt auf das Werkstück fokussiert oder über ein Maskenprojektionsverfahren auf die Werkstückoberfläche abgebildet. Abbildung 2.2 stellt schematisch die beiden Verfahrensvarianten zur Erzeugung von Durchbrüchen gegenüber.

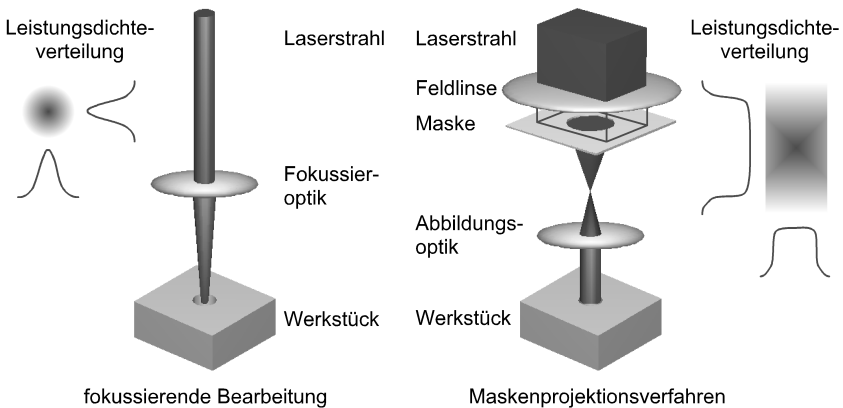


Abb. 2.2: Verfahren zur Herstellung von Durchbrüchen mit Laserstrahlung: Bearbeitung mit fokussiertem Laserstrahl (links) und Maskenprojektion (rechts).

Das Maskenprojektionsverfahren wird üblicherweise bei Excimer-Lasern eingesetzt, da deren Strahlprofil mit seiner räumlichen Leistungsdichteverteilung nur bedingt für eine direkte Fokussierung geeignet ist. Aufgrund ihrer Wellenlängen, die je nach Halogenid zwischen 157 und 351 nm liegen, weisen diese Systeme jedoch sehr gute Abbildungseigenschaften auf. Die Geometrie und Abmessungen des Durchbruchs werden maßgeblich von der Maske, dem Abbildungsverhältnis und der Abbildungsqualität bestimmt. Ein großer Nachteil dieses Verfahrens ist der geringe Ausnutzungsgrad der Strahlenergie. Bei einer typischen 15-fachen Verkleinerung in der Abbildung mit gleichzeitiger Strahlhomogenisierung können die Verluste im Strahlengang über 70% betragen [26].

Demgegenüber kann die Strahlung von CO_2 - und Festkörperlasern sehr gut auf kleinste Durchmesser, die für eine Präzisionsbearbeitung erforderlich sind, fokussiert werden. Beim Laserbohren werden dabei die in Abbildung 2.3 dargestellten Prozessstrategien unterschieden. Allgemein bekannt sind die Bohrverfahren:

- **Einzelpulsbohren**

Durchbohren mit einem einzigen Laserpuls ohne Relativbewegung. Der Bohrungsdurchmesser wird über den Fokusedurchmesser und die Pulsenergie eingestellt.

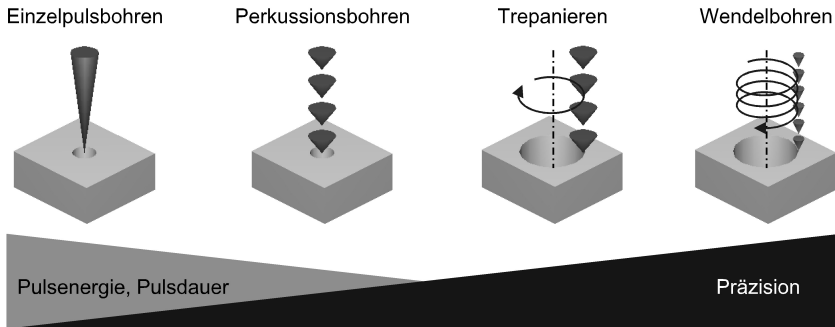


Abb. 2.3: Prozessstrategien beim Laserbohren mit fokussiertem Strahl.

- **Perkussionsbohren**

Durchbohren mit mehreren Laserpulsen ohne Relativbewegung. Die Einstellung des Bohrungsdurchmessers erfolgt analog zum Einzelpulsbohren.

- **Trepanieren**

Perkussierendes Durchbohren mit anschließendem Kreisschneiden. Der Bohrungsdurchmesser wird bei diesem Verfahren über den Trepannerradius und die Laserparameter eingestellt.

Eine Steigerung der Präzision gegenüber dem Einzelpulsbohren kann beim Perkussionsbohren und Trepanieren durch das Auflösen des Bohrprozesses in eine Vielzahl von Einzelschritten erreicht werden. Eine verhältnismäßig neue, konsequente Weiterentwicklung dieses Ansatzes ist das

- **Wendelbohren**

Hierbei bewegt sich die Abtragsfront auf einer wendelförmigen Bahn in die Tiefe, die Durchbohrung wird erst nach einer Vielzahl von Umläufen erreicht. Der Bohrungsdurchmesser hängt bei dieser Strategie vom Wendeldurchmesser und den Laserparametern ab. Selbstverständlich ist die Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück nicht auf Kreisbahnen begrenzt, sodass durch geeignete Strahlführung oder Bewegung des Werkstücks auch Durchbrüche mit komplexen Geometrien erzeugt werden können. In diesem Fall ist es dann angebracht, vom Laser-Erodieren zu sprechen [27, 28].

Die Prozessstrategien Wendelbohren und Laser-Erodieren sind Gegenstand der experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit. Aus diesem Grund sei zu diesem Zeitpunkt nur darauf hingewiesen, dass die Erhöhung der Präzision durch Verkürzung der Pulsdauer in Kombination mit der Reduzierung des pro Puls abgetragenen Volumens erreicht wird. Dieses ist primär durch den Fokusbereich und die Eindringtiefe bestimmt, welche von den optischen Eigenschaften des Werkstoffs und bei Pulslängen

größer 10 ps auch von der Pulsdauer abhängt. Hierauf wird jedoch in Kapitel 3 noch ausführlich eingegangen werden.

2.4.2 Präzisionsbearbeitung mit Gaslasern

Zum Ritzen, Schneiden und Bohren von Aluminiumoxid-Substraten werden in der Elektronikindustrie heute nahezu ausschließlich CO_2 -Laser mit einer Wellenlänge von 10,6 μm eingesetzt. Beim Ritzen wird im Einzelpulsverfahren eine Reihe von Sacklochbohrungen mit einem Durchmesser von 50 bis 100 μm in das Substrat eingebracht, wobei die Ritztiefe rund ein Drittel der Substratdicke beträgt. Nach dem Ritzen werden die noch zusammenhängenden Teile entlang der Ritzspur gebrochen. Durch die Ritztechnik lassen sich jedoch nur gerade Kanten an Außenkonturen erzeugen. Aus diesem Grund werden Durchbrüche mit unterschiedlichsten Konturen und Bohrungen für Durchkontaktierungen in Multilayer-Platinen durch Schneiden und Bohren eingebracht. Während die Durchbrüche eher makroskopischer Natur sind, können bei der Herstellung von Durchgangsbohrungen minimale Durchmesser von 100 μm bei Aspektverhältnissen von etwa 10 bis 20 erreicht werden. Abhängig von der Materialstärke und dem Bohrungsdurchmesser sind diese jedoch mit Fertigungstoleranzen von ± 50 bis 100 μm behaftet und somit für Präzisionsanwendungen nicht geeignet [29].

Ein großer Vorteil der Materialbearbeitung mit CO_2 -Lasern ist die große durchtrennbare Materialstärke, welche oberhalb von zehn Millimetern liegt. Bei größeren Materialstärken und dem damit verbundenen erhöhten Wärmeeintrag in die Keramik, bzw. für den Fall geringer Stegbreiten kann es allerdings durch den laserinduzierten Temperaturgradienten zur Bildung von Rissen in der Bearbeitungsrandzone und einer spontanen Zerstörung der Werkstücke kommen [30, 31]. Eine Möglichkeit die thermische Schädigung der Keramik zu reduzieren liegt in der Verkürzung der Pulsdauer und Reduzierung der mittleren Leistung. Mit der Verkürzung der Pulsdauer wird durch die Erhöhung der Pulsspitzenleistung gleichzeitig die Leistungsdichte erhöht, sodass ein größerer Anteil des Materialabtrags nicht mehr über die Schmelz- sondern über die Dampfphase erfolgt. Der Verdampfungs- bzw. Sublimationsabtrag reduziert die Dicke und Rauheit der Ablagerungen sowie die thermische Belastung durch Wärmeleitung aus der Schmelzphase. Gegenüber einer Bearbeitung im Dauerstrichbetrieb können die Schädigungstiefen und Schichtdicken teilweise um mehr als eine Größenordnung auf unter 100 μm reduziert werden [30, 32].

Für die Mikrobearbeitung keramischer Werkstoffe wurden bisher hauptsächlich Excimer-Laser in Betracht gezogen, da sie Wellenlängen emittieren, die in Keramiken gut absorbiert werden. Aufgrund ihrer Pulsdauern im Bereich von einigen zehn Nanosekunden kann die thermische Belastung gegenüber den bei CO_2 -Lasern üblichen Milli- und Mikrosekundenpulsen deutlich reduziert werden. Neben zahlreichen Anwendungen zur flächigen Mikrobearbeitung keramischer Werkstoffe [33-37] werden Excimer-Laser auch für die Herstellung von Bohrungen in Keramiken eingesetzt.

In [38] wird beispielsweise die Herstellung einer sternförmigen Spinddüsengeometrie mit Abmessungen kleiner 100 μm in „kristallinem Material“ beschrieben. Die Substratdicke lag allerdings nur bei 0,1 mm, sodass ein maximales Aspektverhältnis von etwa zwei realisiert wurde. Die Düseninnenwand wies keine erkennbaren Mikrorisse auf, eine thermisch bedingte Werkstoffveränderung konnte nicht festgestellt werden. Über die Reproduzierbarkeit des Verfahrens wird keine Aussage gemacht und die Rauheit der Innenwand wird nur als „gering im Vergleich zur Bauteiloberfläche“ gekennzeichnet.

Eine Analyse verschiedener Veröffentlichungen zum Bohren keramischer Werkstoffe mit Excimer-Lasern ergab, dass typischerweise Bohrungen mit Aspektverhältnissen von zwei bis drei für Materialstärken zwischen 200 und 600 μm demonstriert werden [26, 39-41]. Neueste Ergebnisse zum Bohren von Aluminiumoxidkeramik beschreiben Aspektverhältnisse von etwa 50 bei einer Materialstärke von 500 μm [42]. Bei Betrachtung der REM-Aufnahmen fällt allerdings auf, dass der minimale Durchmesser von 10 μm nur am Austritt erreicht wird, der Eintrittsdurchmesser ist etwa um einen Faktor zwei größer. Über die Rundheit des Bohrungseintritts und -austritts wird keine Aussage gemacht.

Einen guten Überblick über die Möglichkeiten zur Herstellung von Bohrungen und konturierten Durchbrüchen in verschiedensten Keramiken geben [26, 43-45]. Demnach lassen sich Bohrungen mit Durchmessern kleiner 100 μm bei Aspektverhältnissen von etwa zwei bis sechs erzeugen. Die Abweichungen von der Kreisgeometrie sind kleiner $\pm 5 \mu\text{m}$, allerdings bei minimalen Flankenwinkeln von 1 bis 3 Grad und Kantenverrundungen an der Austrittsseite von 5 bis 50 μm , welche durch Abplatzungen verursacht werden. Der für Düsenanwendungen bedeutende Wert der Mittenrautiefe wurde zu $R_a < 2 \mu\text{m}$ bestimmt. Durchbrüche mit komplexen Geometrien wurden mit einem speziellen rechnergestützten Durchflussmesssystem vermessen, dabei konnten Streuungen im charakteristischen Druckabfall zwischen 1 und 4% beobachtet werden.

2.4.3 Präzisionsbearbeitung mit Festkörperlasern

Aufbauend auf den mit CO_2 -Lasern gewonnenen Erkenntnissen wurden für die Bearbeitung von Keramiken anfänglich lampengepumpte Festkörperlaser mit Pulsdauern im Milli- und Mikrosekundenbereich eingesetzt. So wird beispielsweise in [46] das Bohren von Aluminiumoxid bei einer Pulsdauer von 0,4 ms beschrieben. Bei einer Materialstärke von 0,4 mm ließen sich durch Perkussionsbohren Durchmesser zwischen 10 und 300 μm am Bohrungsaustritt erzeugen. Die Bohrungen wiesen eine annehmbare Kreis-symmetrie auf, waren allerdings durch eine unvermeidbare Konizität mit Flankenwinkeln um zehn Grad gekennzeichnet.

Aufgrund der für Düsenanwendungen unzureichenden Qualität der Bohrungen beim Einsatz von lampengepulsten Festkörperlasern beschränkte sich die Laserbearbeitung keramischer Werkstoffe zunächst im Wesentlichen auf das makroskopische Schneiden und Abtragen flächiger Strukturen bei geringen Aspektverhältnissen [47-50].

Durch die Entwicklung neuer Laserkonzepte, wie beispielsweise erster gütegeschalteter oder modengekoppelter diodengepumpter Systeme, ließen sich Pulsdauern im Bereich von einigen Nanosekunden bis hinab zu Pikosekunden realisieren. Auch bei niedrigen Pulsenergien lassen sich bei diesen Pulsdauern hohe Pulsspitzenleistungen erzeugen, die einen hohen Verdampfungsanteil und eine geringe thermische Belastung des Grundmaterials ermöglichen sollten. Für die Bearbeitung von nichtoxidischen Keramiken konnten mit einem gütegeschalteten, diodengepumpten Laser bei einer Wellenlänge von 1047 nm und 25 ns Pulsdauer Aspektverhältnisse von 30 und Flankenwinkel kleiner ein Grad in einer 200 µm starken Probe realisiert werden [51]. Eine Materialschädigung selbst thermisch hochsensibler Werkstoffe wie z. B. einem Supraleiter trat dabei nicht auf [52].

Für die Präzisionsbearbeitung von Strukturen im Mikrometerbereich werden Laserstrahlquellen benötigt, die kleinste Fokusedurchmesser ermöglichen. Unter anderem nimmt der erzielbare Durchmesser zu kürzeren Wellenlängen hin ab. Aus diesem Grund werden ferner frequenzverdoppelte, -verdreifachte und -vervierfachte Systeme eingesetzt, welche auch bei Festkörperlasern Wellenlängen bis hinab zu 266 nm gestatten. Bei einer Wellenlänge von 532 nm konnten so zum Beispiel Bohrungen mit 6 µm Durchmesser in Siliziumkarbid erzeugt werden [53]. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass mit der Frequenzkonversion ein deutlicher Leistungsverlust bei gleichzeitiger Abnahme der Leistungsstabilität einhergeht. Insbesondere im ultravioletten Wellenlängenbereich kann die Degradation der für die Konversion verwendeten optischen Elemente kürzere Wartungsintervalle erforderlich machen.

Grundlegende Erkenntnisse zum Verständnis des Ablationsprozesses wurden im BMBF-Verbundprojekt „PROBE“ mit Lasern unterschiedlicher Wellenlänge (UV bis IR) sowie einem breiten Spektrum der Pulsdauer (fs- bis ns-Bereich) erarbeitet. Im Rahmen dieser Forschungsarbeiten konnte gezeigt werden, dass sich vor allem mit kurzen, werkstoffangepassten Pulsdauern und niedrigen Pulsenergien (µJ- bis mJ-Bereich) eine Verbesserung der Bearbeitungsqualität erzielen lässt [54]. Speziell in Hinblick auf die Bearbeitung keramischer Werkstoffe finden sich in [27] grundlegende Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Werkstoff sowie zum Einfluss verschiedenster Prozessparameter auf die Präzision und Effizienz beim Laserbohren.

Die oben angesprochenen Arbeiten haben gezeigt, dass durch die Verkürzung der Pulsdauer die primäre thermische Wärmeinflusszone als Folge von Wärmeleitungseffekten minimiert wird. Jedoch kann sich, vor allem bei tiefen Bohrungen, durch Vorgänge beim Ab- und Ausströmen des Materialdampfs eine sekundäre Wärmebelastung ergeben, welche die Präzision verschlechtert [55]. Die Ausführungen in dieser Arbeit werden zei-

gen, dass die negativen Auswirkungen der sekundären Wärmebelastung durch eine angepasste Bearbeitungsstrategie für Pulsdauern im ns-Bereich deutlich reduziert werden können.

Neueste Untersuchungen und Forschungsvorhaben zielen auf eine Präzisionsbearbeitung mit ultrakurzen Pulsen ab. Es wird davon ausgegangen, dass durch die extrem kurzen Pulse die Wärmeentstehung auf Oberflächenschichten im Nanometer-Bereich konzentriert wird und dadurch eine schädigungsfreie und im Idealfall „kalte Bearbeitung“ erfolgt. Für metallische Werkstoffe konnten durch den Einsatz ultrakurzer Laserpulse schon erste vielversprechende Ergebnisse erzielt werden, für Keramiken stehen diese allerdings noch aus [56, 57].

3 Wechselwirkung von Laserstrahlung und Materie

Das Abtragen und Bohren mit Laserstrahlung ist den thermischen Verfahren zugeordnet, da die Materialbearbeitung technischer Werkstoffe mit Laserstrahlung auf der Umwandlung der in das Werkstück eindringenden elektromagnetischen Strahlungsenergie in Wärme beruht. Die Effizienz des eingesetzten Verfahrens hängt also wesentlich davon ab, welcher Anteil der Strahlung absorbiert werden kann und damit, je nach eingesetzter Leistungsdichte, für das Aufheizen, Aufschmelzen oder Verdampfen des Materials zur Verfügung steht. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten gepulsten Systeme mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich können Energieeinkopplung und Absorptionsvorgänge mit Hilfe der in diesem Kapitel erläuterten Beziehungen beschrieben werden. Für Pulsdauern unterhalb einigen Pikosekunden muss dagegen ein Zwei-Temperatur-Modell verwendet werden, das die unterschiedlichen Zeitskalen für die Aufheizung des Elektronen- und Phononensystems durch getrennte Berechnung der jeweiligen Temperaturen beschreibt [58].

3.1 Grundlegende Beziehungen zur Ausbreitung von Strahlung in Medien

Die Beschreibung von Laserlicht, seine Propagation und die Wechselwirkung mit Materie kann physikalisch durch das Teilchenmodell (Photonen) oder durch das Modell der elektromagnetischen Welle erfolgen. Letzteres soll im Folgenden zur Beschreibung der grundlegenden Beziehungen der Wechselwirkung herangezogen werden [59-61].

Die Propagation von Laserlicht kann theoretisch durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben werden. Für den Fall der Propagation einer ebenen Welle entlang einer Achse z ergibt sich für die zeitabhängige elektrische Feldstärke die Lösung der Wellengleichung zu

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{z\hat{n}}{c_0}\right)}. \quad (3.1)$$

Hierin ist \vec{E}_0 die Amplitude des elektrischen Feldvektors, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und \hat{n} der komplexe Brechungsindex des umgebenden Mediums mit

$$\hat{n} = n + ik. \quad (3.2)$$

Der Absorptionsindex k ist dabei der Betrag der imaginären Komponente und der Brechungsindex n der Realteil des komplexen Brechungsindex. Mit $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$ ergibt sich Gleichung (3.1) zu:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i\left(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \cdot e^{-\frac{\omega z k}{c_0}}. \quad (3.3)$$

Während der erste Exponentialterm auf der rechten Seite von Gleichung (3.3) die freie Propagation einer elektromagnetischen Welle mit der Wellenlänge λ im Medium beschreibt, stellt der zweite eine Dämpfung dar. Für die Umgebungsbedingungen, in denen der Laserstrahl normalerweise bei der Materialbearbeitung propagiert, ist die Dämpfung vernachlässigbar. In absorbierenden Medien, beispielsweise in Festkörpern oder ionisierten Gasen (Plasmen), erfährt die Welle allerdings eine Dämpfung. Die in den Werkstoff eindringende Leistungsdichte E_0 nimmt entlang des Weges z nach dem Beerschen Gesetz

$$E(z) = E_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad (3.4)$$

ab. Unter Berücksichtigung der Proportionalität von Leistungsdichte und zeitlichem Mittelwert der elektrischen Feldstärke $E \sim \langle E^2 \rangle$ ergibt sich durch Vergleich des Dämpfungsterms aus Gleichung (3.3) mit Gleichung (3.4) der Zusammenhang des Absorptionskoeffizienten α mit den optischen Konstanten des durchstrahlten Materials sowie der Vakuum-Wellenlänge der Laserstrahlung:

$$\alpha = \frac{4\pi \cdot k}{\lambda_0}. \quad (3.5)$$

Die Weglänge in z -Richtung, welche zu einer Abschwächung der Leistungsdichte auf den e-ten Teil von E_0 führt, wird als Eindringtiefe oder Absorptionslänge l_α bezeichnet:

$$l_\alpha = \frac{1}{\alpha}. \quad (3.6)$$

Welcher Anteil der auf den Werkstoff auftreffenden Leistungsdichte E_{auf} letztendlich an der Grenzfläche eindringen kann und welcher reflektiert wird,

$$E_{auf} = E_{ref} + E_{ein} = R \cdot E_{auf} + E_{ein}, \quad (3.7)$$

hängt von den optischen Eigenschaften des Materials ab. Bei senkrechtem Einfall auf eine ebene Fläche ergibt sich nach den Fresnelschen Formeln der Reflexionsgrad R aus dem Quotienten von reflektierter und einfallender Leistungsdichte:

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (3.8)$$

In realen Materialbearbeitungsvorgängen trifft der Laserstrahl häufig unter einem Winkel auf die Oberfläche des Werkstücks, sodass die spezifische Abhängigkeit des Reflexionsgrads vom Einfallswinkel und der Polarisation der Strahlung berücksichtigt werden muss. Für Wellenlängen größer als $0,5 \mu\text{m}$ und den Fall $n^2 + k^2 \gg 1$ können die Fresnelschen Formeln für den Schrägeinfall nach [62] vereinfacht werden zu:

$$R_p = \frac{(n \cos \Phi - 1)^2 + k^2 \cos^2 \Phi}{(n \cos \Phi + 1)^2 + k^2 \cos^2 \Phi}, \quad (3.9)$$

$$R_s = \frac{(n - \cos \Phi)^2 + k^2}{(n + \cos \Phi)^2 + k^2} \quad (3.10)$$

Hierbei ist Φ der Winkel zwischen der Oberflächennormalen und dem einfallenden Strahl. R_p beschreibt dann den Reflexionsgrad für bezüglich der Einfallsebene parallel polarisierte und R_s für senkrecht polarisierte Laserstrahlung.

Bei metallischen Werkstoffen liegen typische Eindringtiefen l_α für die gängigen Wellenlängen von Laserstrahlung zwischen $0,1$ und $10 \mu\text{m}$ im Bereich von 10 bis 100 nm . Die elektromagnetische Strahlung wird hier also auf Strecken absorbiert, die um Größenordnungen kleiner sind als beispielsweise die Wellenlänge von Nd:YAG-Lasern. Sieht man von extrem dünnen Folien ab, wird unabhängig von der Materialstärke die gesamte eingedrungene Strahlleistung absorbiert. Der im Werkstoff absorbierte Anteil kann für diesen Fall der vernachlässigbaren Transmission aus dem Reflexionsgrad R berechnet werden:

$$A = 1 - R. \quad (3.11)$$

Für die im interessierenden Wellenlängenbereich schwach absorbierenden Materialien, wie z. B. Keramiken, ist die Absorptionslänge l_α meist größer als die Materialstärke, ein Teil der eindringenden Strahlung wird durch das Werkstück transmittiert. In diesen Fall kann nicht mehr der Absorptionsgrad A nach Gleichung (3.11) zur Charakterisierung des Materials verwendet werden, sondern es müssen vielmehr der Absorptionskoeffizient α und die Materialstärke zur Ermittlung des Absorptionsgrads herangezogen werden.

Da sich diese Arbeit ausschließlich mit der Laserbearbeitung technischer Keramiken befasst, werden die physikalischen Grundlagen der Strahl-Stoff-Wechselwirkung für diese Werkstoffklasse im Weiteren detaillierter betrachtet.

3.2 Optische Eigenschaften technischer Keramik

Neuere Untersuchungen zum optischen Verhalten keramischer Werkstoffe haben gezeigt, dass dieses nicht nur deutlich unterschiedlich zu dem von metallischen Werkstoffen ist, sondern auch stark von zahlreichen Einflussfaktoren abhängt [27, 63]. Ausgehend von reinen Keramiken, über die technischen Keramiken bei Raumtemperatur bis hin zu prozessrelevanten Temperaturen soll daher im Folgenden das Verhalten der optischen Eigenschaften zusammenfassend dargestellt werden. Die Kenntnis dieser Vorgänge bildet die Basis für die grundlegenden experimentellen Untersuchungen des Bohrprozesses (Kapitel 5) und den Modellansatz zum Laserbohren keramischer Werkstoffe (Kapitel 6).

3.2.1 Reine keramische Werkstoffe

In Handbüchern für optische Kenngrößen [64, 65] finden sich einige Werte für den Absorptionsindex k und den Brechungsindex n reiner Keramiken und metallischer Werkstoffe. Gemäß Gleichung (3.5) und Gleichung (3.8) lassen sich aus diesen Werten für die verschiedenen Materialien die Eindringtiefe l_α und der Reflexionsgrad R für senkrechten Einfall ermitteln. Abbildung 3.1 zeigt den damit berechneten Verlauf von Reflexionsgrad und Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Keramiken sowie Silizium und Aluminium.

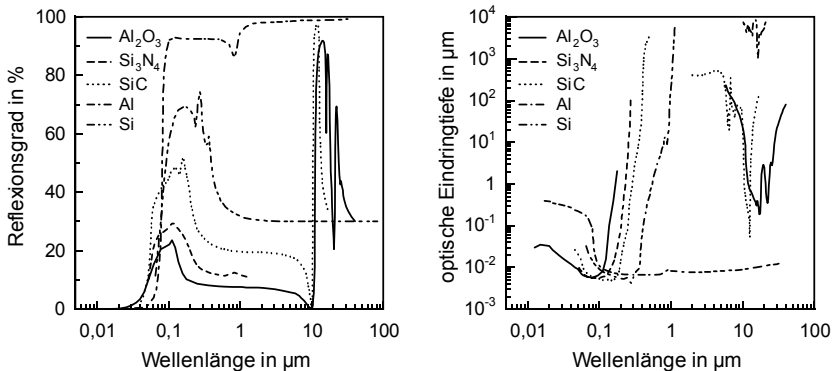


Abb. 3.1: Reflexionsgrad und optische Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene reine Keramiken sowie Silizium und Aluminium.

Für die betrachteten Keramiken ist der Reflexionsgrad bei senkrechtem Einfall geringer als bei Metallen, ein größerer Anteil des auftreffenden Laserlichts dringt in den Werkstoff ein. Wie bereits erwähnt, trifft bei der Materialbearbeitung der Laserstrahl allerdings häufig unter einem Winkel auf die Oberfläche. Bei einer Wellenlänge von 1 µm

ergibt sich dann die in Abbildung 3.2 dargestellte Abhängigkeit des Reflexionsgrads vom Einfallswinkel und der Polarisation, welche mit den Gleichungen (3.9) und (3.10) berechnet wurde. Es fällt auf, dass bei Keramiken ein bestimmter Winkel existiert, bei dem parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht nicht reflektiert wird. Dieser Winkel wird als Polarisations- oder Brewsterwinkel Φ_B bezeichnet. Für Keramiken ist dieser sogenannte Brewstereffekt im gesamten hier interessierenden Wellenlängenbereich von 355 bis 1064 nm zu beobachten. Bei Metallen hingegen ist der Effekt anders ausgeprägt als bei Keramiken: Der Reflexionsgrad für parallel polarisiertes Laserlicht weist beim Brewsterwinkel lediglich ein Minimum auf.

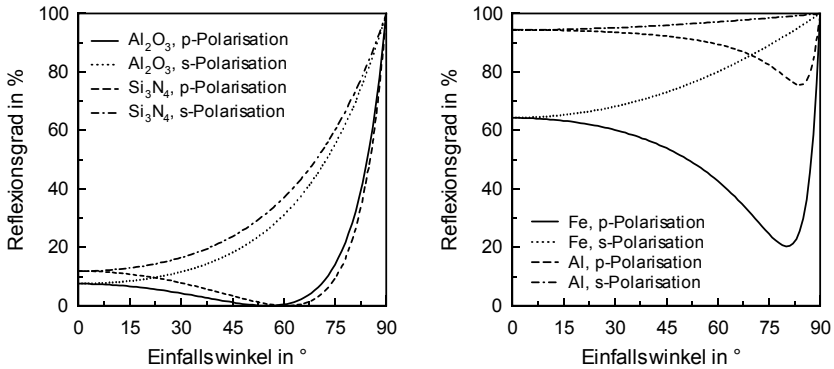


Abb. 3.2: Winkelabhängigkeit des Reflexionsgrads für verschiedene reine Keramiken sowie Eisen und Aluminium bei einer Wellenlänge von 1 μm .

Für die Berechnung der optischen Eindringtiefe im Bereich zwischen 0,5 und 1 μm liegen für keramische Werkstoffe in den seltensten Fällen Daten vor. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass dort die Eindringtiefe mindestens so groß ist wie in den angrenzenden Bereichen. Bemerkenswert ist, dass sich in diesem Wellenlängenbereich das optische Verhalten von Keramiken völlig von dem der metallischen Werkstoffe unterscheidet. Die Eindringtiefe ist hier bis zu drei Größenordnungen größer als die Wellenlänge. Des Weiteren zeigen alle Kurvenverläufe die gleichen wesentlichen Merkmale: Ab etwa 10 μm nimmt die Eindringtiefe aufgrund der Phononenabsorption wieder ab. Der steile Abfall für Wellenlängen kleiner 300 nm setzt ein, wenn die Photonenenergie den Bandabstand zwischen Valenz- und Leitungsband erreicht und Interbandabsorption ermöglicht wird. Im Wellenlängenbereich vom Sichtbaren bis nahen Infraroten findet nur geringe Absorption statt, da Keramiken im Gegensatz zu Metallen nur gebundene Elektronen besitzen. Daher wird dieser Wellenlängenbereich auch als Transmissionsfenster bezeichnet.

3.2.2 Technische Keramik bei Raumtemperatur

Im Gegensatz zu den reinen Grundwerkstoffen sind technische Keramiken fast ausschließlich heterogen. Sie bestehen aus vielen einzelnen Körnern der keramischen Phase, welche oft von einer Glasphase umgeben sind. Abhängig vom Herstellungsprozess können sie daneben noch Poren enthalten [8]. Abbildung 3.3 zeigt am Beispiel von Al_2O_3 das Gefüge einer polykristallinen Keramik in verschiedenen Vergrößerungen.

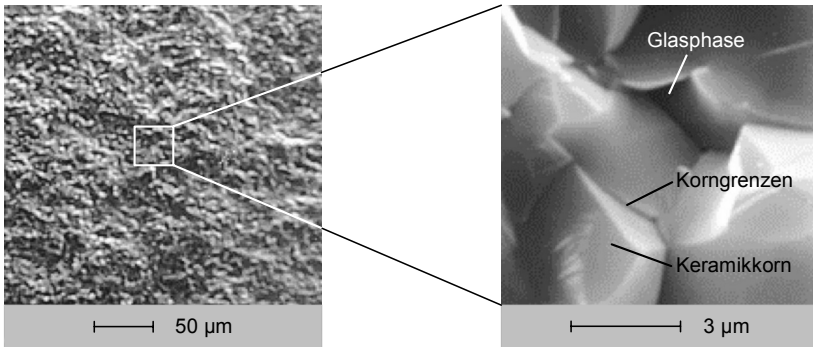


Abb. 3.3: Struktur und Aufbau technischer Keramiken am Beispiel von Al_2O_3 .

Der Brechungsindex der Glasphase unterscheidet sich deutlich von demjenigen der Keramikkörner. An den Korngrenzen kommt es daher zu Reflexion und Brechung, in deren Folge das Licht eine Richtungsänderung erfährt - das Licht wird gestreut. Aus diesem Grund muss die Energiebilanz für das auf eine Keramik auftreffende Licht wie folgt geschrieben werden:

$$R + A + T + S = 1. \quad (3.12)$$

Im Gegensatz zu Metallen muss zusätzlich zum Reflexionsgrad R , dem Absorptionsgrad A und dem Transmissionsgrad T ein Streuterm S in die Energiebilanz aufgenommen werden. Streuung vermindert die Transparenz und die Eindringtiefe, muss jedoch nicht notwendigerweise mit erhöhter Absorption verbunden sein [66, 67].

Abbildung 3.4 zeigt den Reflexionsgrad und die Eindringtiefe einiger technischer Keramiken, wobei sich die verschiedenen Si_3N_4 -Sorten durch die Korngrößen und die Sinteradditive, welche die Glasphase beeinflussen, unterscheiden. Die Werte für den Transmissionsgrad T und den Reflexionsgrad R wurden bei niedriger Leistungsdichte und Raumtemperatur mit einem Spektrometer bestimmt [27]. Bei Kenntnis der Probendicke s lässt sich aus diesen Werten nach:

$$l_{\alpha} = -s \cdot \left(\ln \left(\frac{T}{1-R} \right) \right)^{-1} \quad (3.13)$$

die optische Eindringtiefe ermitteln. Allerdings muss dabei berücksichtigt werden, dass außer bei überaus sorgfältiger Versuchsdurchführung die Messwerte für den Reflexions- und den Transmissionsgrad durch Überlagerung mit dem Streugrad verfälscht werden können. Selbst bei Berücksichtigung der Verfälschung der gemessenen Werte durch Streuanteile, ergeben sich jedoch sowohl beim Reflexionsgrad als auch bei der Eindringtiefe deutlich andere Werte als bei den reinen Keramiken (vgl. Abbildung 3.1).

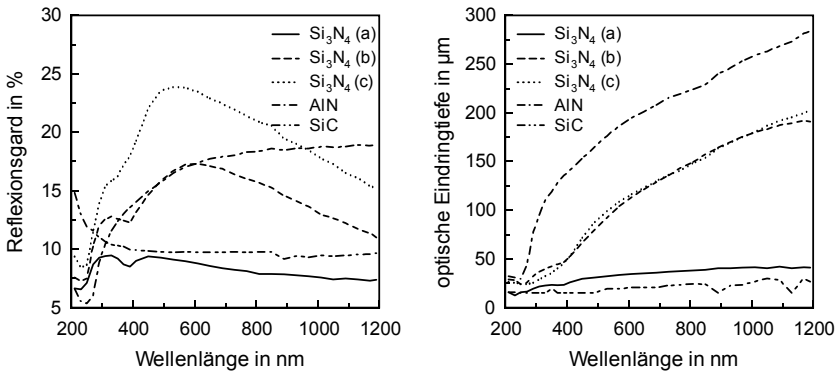


Abb. 3.4: Reflexionsgrad und Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene technische Keramiken bei Raumtemperatur. Die Siliziumnitridsorten (a)-(c) unterscheiden sich in Korngrößen und Sinteradditiven [27].

3.2.3 Technische Keramik bei prozessrelevanten Temperaturen

Die oben dargestellten Werte für den Reflexionsgrad und die Eindringtiefe wurden bei Raumtemperatur ermittelt und sind somit nur zu Beginn des Aufheizvorgangs maßgebend. Mit zunehmender Erwärmung der Keramik durch die Laserstrahlung bis zur Ablationstemperatur können sich die optischen Kenngrößen jedoch ändern. In [63] werden mit Hilfe eines kalorischen Messstands ermittelte Werte für die Reflexion und Transmission verschiedener Keramiken in Abhängigkeit von der Temperatur wiedergegeben. Diese wurden gemäß Gleichung (3.13) für die Ermittlung der optischen Eindringtiefe herangezogen. Abbildung 3.5 zeigt, dass für Aluminiumnitrid der Reflexionsgrad und die Eindringtiefe mit zunehmender Temperatur abnehmen, während die Werte für Siliziumnitrid zwischen 800 und 1800 °C keine starke Variation aufweisen. Ab einer bestimmten, von der Keramiksorte abhängenden Temperatur ist jedoch ein ausgeprägter, steiler Anstieg des Reflexionsgrads zu beobachten. Die Temperatur, bei der die Reflexion ansteigt, korreliert mit der Zersetzungstemperatur der jeweiligen Keramiken [27].

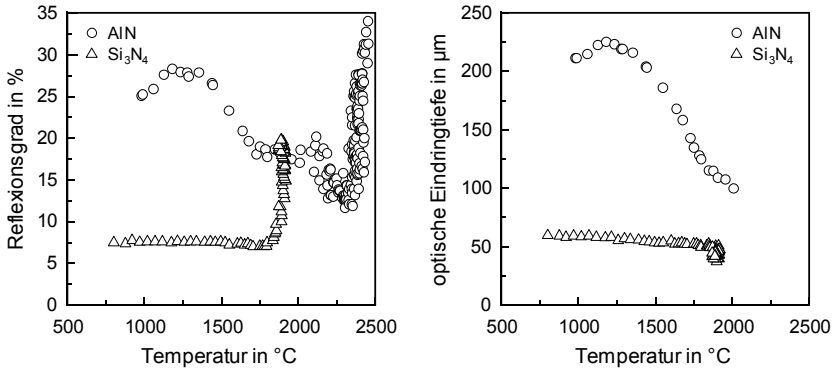


Abb. 3.5: Reflexionsgrad und Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene technische Keramiken bei einer Wellenlänge von 1064 nm [27].

3.3 Einfluss der optischen Eigenschaften auf Erwärmung und Abtrag

Eingangs dieses Kapitels wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Materialbearbeitung technischer Werkstoffe mit Laserstrahlung auf der Umwandlung der in das Werkstück eindringenden elektromagnetischen Strahlungsenergie in Wärme beruht. Im Folgenden soll jetzt untersucht werden, wie sich die optischen Eigenschaften, insbesondere die optische Eindringtiefe l_{ω} , auf Erwärmung und Abtrag auswirken.

Beispielhaft wird für Siliziumnitrid die mit einer vorgegebenen Energiedichte erzielbare Oberflächentemperatur abgeschätzt. Die Berechnungen gehen hierzu von einem einzelnen rechteckigen Laserpuls aus und verwenden daher die maximale Leistungsdichte bzw. die Energiedichte.

Für die Abschätzung wird ein eindimensionales analytisches Wärmeleitungsmodell verwendet, das weder Wechselwirkungen mit dem laserinduzierten Plasma, die in Kapitel 3.4 ausführlich diskutiert werden, noch Schmelzaustrieb berücksichtigt. Die thermophysikalischen Materialeigenschaften werden vereinfachend als temperaturunabhängig betrachtet und sind im Anhang zusammengefasst. Ob die eindimensionale Näherung zulässig ist, kann mit Hilfe der Diffusionslänge oder thermischen Eindringtiefe

$$l_{th} = 2\sqrt{\kappa \cdot \tau_H} \quad (3.14)$$

abgeschätzt werden, welche sich aus der Temperaturleitfähigkeit κ und der Pulsdauer τ_H berechnet. Für Siliziumnitrid gilt für ein Lasersystem, wie es in den experimentellen Untersuchungen verwendet wurde (Pulsdauer $\tau_H = 10$ ns, Fokusbereich $d_f = 19$ μm):

$$l_{th} = 0,25 \text{ } \mu\text{m} \quad \text{und} \quad \frac{l_{th}}{d_f} = 0,01 \ll 1. \quad (3.15)$$

Da das Verhältnis von Diffusionslänge l_{th} und Fokusbereich d_f wesentlich kleiner eins ist, kann das Wechselwirkungsproblem in eindimensionaler Näherung behandelt werden [2]. Allerdings wird hierbei auch deutlich, dass für Keramiken $l_a \gg l_{th}$ gilt. Daher muss beim Lösen der Wärmeleitungsgleichung eine Volumenwärmequelle berücksichtigt werden.

Gemäß [68-71] kann die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung für einen halbbeschränkten Körper mit dem Absorptionskoeffizienten α in einem mit der Oberfläche mitbewegten Koordinatensystem folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} T(z, t) - u(T) \frac{\partial}{\partial z} T(z, t) - \kappa \frac{\partial^2}{\partial z^2} T(z, t) = \frac{\alpha \cdot (1 - R) \cdot E(t)}{\rho \cdot c_p} \cdot e^{-\alpha z} \quad (3.16)$$

Der zeitliche Temperaturverlauf $T(z, t)$ im Werkstück ist dabei von der Abtragsrate $u(T)$ und der je Zeit- und Volumeneinheit freigesetzten Wärmemenge abhängig, welche durch die Absorption der in den Werkstoff eindringenden Leistungsdichte $(1 - R) \cdot E(t)$ hervorgerufen wird. Die Abtragsrate $u(T)$ kann aus der Annahme einer thermischen Gasgeschwindigkeit nach Maxwell unmittelbar oberhalb des Werkstücks und der Kontinuitätsbedingung zwischen den Massenströmen in der Flüssigkeit und im Gas abgeleitet werden [69]:

$$u(T) = \frac{0,815 \cdot p_v}{\rho \sqrt{2\pi \cdot R_{spez} \cdot T}} \cdot e^{\frac{L_v}{R_{spez}} \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T} \right)} \quad (3.17)$$

Die in den Berechnungen verwendeten Werte für die Verdampfungstemperatur T_v , die latente Verdampfungswärme L_v , die spezifische Gaskonstante R_{spez} , die Dichte ρ sowie dem Dampfdruck am Siedepunkt p_v finden sich ebenfalls im Anhang.

Zu Beginn des Laserpulses liegen die Temperaturen noch unterhalb der Verdampfungstemperatur, es findet praktisch keine Ablation statt. Aus diesem Grund kann die Abtragsrate in der Aufwärmphase vernachlässigt werden und Gleichung (3.16) vereinfacht sich zu einer linearen Wärmeleitungsgleichung, welche sich durch mehrfache Laplace-Transformation in Raum und Zeit lösen lässt. Für die Oberflächentemperatur T_{surf} nach Pulsende ergibt sich dann für eine zeitunabhängige Leistungsdichte E - die Pulsform $E(t)$ spielt für Dielektrika nur eine untergeordnete Rolle - folgende Lösung [70]:

$$T_{surf} = T_\infty + \frac{\alpha \cdot (1 - R) \cdot E}{\rho \cdot c_p} \cdot \int_0^{\tau_H} e^{\alpha^2 \kappa t} \cdot \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{\kappa \cdot t}) dt. \quad (3.18)$$

Für den bei Keramiken vorliegenden Fall $l_\alpha \gg l_{th}$ lässt sich diese weiter vereinfachen zu:

$$T_{surf} = T_\infty + \frac{\alpha \cdot (1-R) \cdot E \cdot \tau_H}{\rho \cdot c_p} = T_\infty + \frac{(1-R) \cdot H}{\rho \cdot c_p \cdot l_\alpha}. \quad (3.19)$$

Die Oberflächentemperatur wird also im Wesentlichen durch die optische Eindringtiefe und nicht durch die Wärmeleitung bestimmt. Sie folgt direkt aus der bis zu diesem Zeitpunkt absorbierten Energiedichte. Dieses Ergebnis lässt sich auch mit einer einfachen Abschätzung erzielen, die davon ausgeht, dass die gesamte in den Werkstoff eindringende Energie in einem Zylinder mit dem Durchmesser d_f und der Länge l_α in Wärme umgewandelt wird:

$$\Delta T = \frac{(1-R) \cdot Q}{\rho \cdot c_p \cdot V} = \frac{4 \cdot (1-R) \cdot Q}{\rho \cdot c_p \cdot \pi \cdot d_f^2 \cdot l_\alpha} = \frac{(1-R) \cdot H}{\rho \cdot c_p \cdot l_\alpha}. \quad (3.20)$$

Mit sinkender optischer Eindringtiefe wächst die Oberflächentemperatur hyperbolisch an. Allerdings wird bei Überschreiten der Verdampfungstemperatur die Ablation einsetzen und die Oberfläche durch das abströmende Material gekühlt werden. Es kann sich ein stationärer Zustand mit maximaler Ablationsrate einstellen, bei dem keine weitere Erwärmung stattfindet und die volle eingekoppelte Laserleistung zur Verdampfung verwendet wird:

$$(1-R) \cdot E = \rho \cdot u(T_{max}) \cdot (L_v + c_p \cdot (T_{max} - T_\infty)). \quad (3.21)$$

Der Klammerausdruck repräsentiert dabei die Enthalpie je Masseneinheit, die mit dem Dampf abgeführt wird, wobei die Schmelzenthalpie und die kinetischen Energie vernachlässigt werden. Die numerische Lösung dieser nichtlinearen Gleichung liefert die maximale Oberflächentemperatur T_{max} in Abhängigkeit von der Leistungsdichte.

Abbildung 3.6 zeigt die für Siliziumnitrid nach Gleichung (3.19) und (3.21) berechneten Oberflächentemperaturen sowie die nach Gleichung (3.17) berechneten zugehörigen Abtragsraten in Abhängigkeit von der Eindringtiefe. Die Energiedichten und die Pulsdauer wurden hierbei so gewählt, dass sie denjenigen der experimentellen Untersuchungen entsprechen. Die Ausgangstemperatur für die Berechnung betrug $T_\infty = 293 \text{ K}$.

Es wird deutlich, dass die Eindringtiefen reiner Grundwerkstoffe in der Größenordnung von 700 bis über 1000 μm keine ausreichende Erwärmung für einen Materialabtrag erwarten lassen. Lediglich für die höchste untersuchte Energiedichte von 1000 J/cm^2 ergeben sich nennenswerte theoretische Abtragsraten zwischen 0,01 und 0,1 $\mu\text{m}/\text{Puls}$. Allerdings muss hierbei bedacht werden, dass für die Berechnungen keine Wechselwirkung mit Plasmen berücksichtigt wurde, welche einen beträchtlichen Teil der einfallenden Laserstrahlung absorbieren können (siehe Kapitel 3.4). Dies führt zu dem Schluss, dass für die reinen Grundwerkstoffe bei den zur Verfügung stehenden Wellenlängen kein sinnvoller Materialabtrag möglich sein sollte.

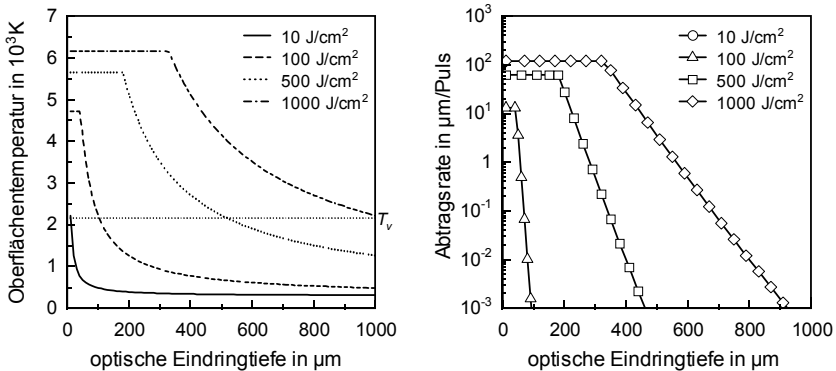


Abb. 3.6: Oberflächentemperatur und Abtragsrate in Abhängigkeit von der optischen Eindringtiefe und der absorbierten Energiedichte für Siliziumnitrid.

Demgegenüber liegen die für technische Keramiken bei Raumtemperatur gemessenen Eindringtiefen deutlich unter 300 µm. Sofern sie, wie in Kapitel 3.2.2 angesprochen, von Absorption bestimmt sind, lassen diese Werte bereits ausreichende Erwärmung für eine Ablation erwarten. Die bei einigen Keramiken auftretende Verkürzung der Eindringtiefe mit zunehmender Temperatur beschleunigt den Prozess des Aufheizens, sodass auch für keramische Werkstoffe mit anfangs höherer Transparenz, wie beispielsweise Aluminiumnitrid, schließlich Ablation mit ausreichenden Abtragsraten einsetzt.

3.4 Wechselwirkung mit laserinduzierten Plasmen

Die in dieser Arbeit für die Präzisionsbearbeitung eingesetzten kurzgepulsten Lasersysteme können Pulsspitzenintensitäten bis in den Bereich von mehreren 10^{11} W/cm² erzeugen. Damit können zum einen direkt das Umgebungsgas und zum anderen auch der bei der Materialbearbeitung entstehende Materialdampf ionisiert werden - es entsteht ein Plasma. Abhängig von den Teilchendichten, der Temperaturverteilung im Plasma, der Laserwellenlänge und der verwendeten Leistungsdichte sind grundsätzlich zwei Folgen der Wechselwirkung zwischen der Laserstrahlung und dem Materialdampf bzw. dem laserinduzierten Plasma zu berücksichtigen [2, 72-78]:

- Absorption einfallender Laserstrahlung.
- Beeinflussung der Strahlpropagation durch Brechung.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die Wechselwirkung von Laserstrahlung und Plasma gegeben werden.

3.4.1 Absorption von Strahlung

Ebenso wie bei der Absorption von Laserstrahlung in Festkörpern wird ein durch das Plasma propagierender Laserstrahl der Leistungsdichte E_0 gemäß dem Beerschen Gesetz nach Gleichung (3.4) entlang des Weges z abgeschwächt. Der Absorptionskoeffizient α kann in diesem Fall als Summe von einzelnen Absorptionskoeffizienten geschrieben werden. Die wichtigsten Beiträge liefern hierbei die inverse Bremsstrahlung, die Mie-Wechselwirkung und die Photoionisation aus angeregten Zuständen:

$$\alpha_{plasma} = \alpha_{iB} + \alpha_{Mie} + \alpha_{Pi}. \quad (3.22)$$

Inverse Bremsstrahlung

Insbesondere bei langen Wellenlängen im Infraroten gilt die inverse Bremsstrahlung als der dominierende Absorptionsmechanismus in laserinduzierten Plasmen. Die Energieübertragung beruht hierbei auf einem Dreierstoß zwischen einem Photon, einem freien Elektron und einem Atom. Durch Stöße können Photonen zunächst die leichten Elektronen beschleunigen. Dadurch erhöht sich die kinetische Energie der freien Elektronen, welche wiederum die gewonnene Energie durch Stöße weitergeben können. Hierdurch werden sowohl das Schwerteilchensystem erhitzt als auch zusätzliche freie Elektronen erzeugt (Stoßionisation), wodurch es zu einem lawinenartigen Anwachsen der Zahl freier Elektronen kommen kann. Je nach dem, ob zur Betrachtung der Absorption das klassische Modell des Lorentz-Oszillators [72] oder ein semi-klassischer Ansatz, welcher auf der Bewegung freier Elektronen im Coulomb-Feld eines Ions und dem Kirchhoffschen Prinzip beruht [75], verwendet wird, ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten der inversen Bremsstrahlung eine Proportionalität zur Laserwellenlänge zwischen:

$$\alpha_{iB} \sim \lambda^2 \text{ und } \alpha_{iB} \sim \lambda^3. \quad (3.23)$$

Für kürzere Wellenlängen kommt es also zu einer signifikanten Abnahme der Absorption durch inverse Bremsstrahlung.

Photoionisation aus angeregten Zuständen

Zu Beginn des Bearbeitungsprozesses ist der Ionisationsgrad des Materialdampfs gering, da die Temperaturen im Bereich der Verdampfungstemperatur liegen. In diesem Temperaturbereich können dann andere Mechanismen für die Wechselwirkung an Bedeutung gewinnen, wie z. B. die Photoionisation aus angeregten Zuständen. Einige der noch gebundenen Elektronen besetzen sehr hohe energetische Zustände knapp unterhalb der Ionisierungsgrenze. Mit Hilfe eines einzelnen Photons kann dann ein Elektron aus diesen angeregten Zuständen der Materialdampf-atome über die Ionisierungsgrenze gehoben werden. Diese durch Photoionisation erzeugten freien Elektronen können unter anderem die Grundlage für die Absorption durch inverse Bremsstrahlung bilden.

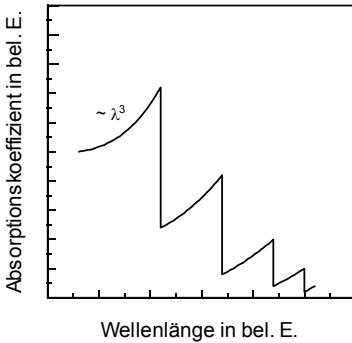


Abb. 3.7: Schematische Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten der Photoionisation von der Wellenlänge [75].

Die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten der Photoionisation zeigt nach [75] einen sägezahnartigen Verlauf. Zu kürzeren Wellenlängen hin springt der Absorptionskoeffizient jeweils abrupt sobald die Photonenenergie ausreicht, die Elektronen eines tiefer liegenden und dichter besetzten elektronischen Zustands freizusetzen. In den Wellenlängenbereichen dazwischen folgt der Absorptionskoeffizient einer λ^3 -Abhängigkeit. Abbildung 3.7 verdeutlicht dieses Verhalten nochmals schematisch.

Neben dem Mechanismus der Photoionisation kann ein Elektron auch durch die gleichzeitige Absorption von zwei oder mehr Photonen direkt aus dem Grundzustand über die Ionisierungsgrenze angehoben werden.

Für die verwendeten Wellenlängen und Leistungsdichten spielt die sogenannte Multiphotonenabsorption allerdings eine untergeordnete Rolle. Sowohl die Energie der Photonen als auch die Photonenflussdichte sind zu niedrig, sodass die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen gering ist.

Mie-Wechselwirkung

Ein weiterer Mechanismus, der berücksichtigt werden muss, ist die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit Partikeln, Schmelztropfen oder Materialclustern. Diese können während des Ablationsprozesses durch Kondensation des übersättigten Materialdampfs, durch das Herauslösen kleinster Bruchstücke aus der Werkstoffoberfläche sowie durch Schmelzaustrieb und der damit verbundenen Schmelztropfenbildung, welche durch die hohen Ablationsdrücke begünstigt wird, entstehen. Durch Streuung und Absorption können diese ultrafeinen Partikel einen wesentlichen Anteil zur Extinktion des einfallenden Laserlichts im Plasma beitragen. Mathematisch werden beide Prozesse durch die Mie-Theorie der Streuung an kugelförmigen Teilchen beschrieben. Geht man davon aus, dass der Radius der streuenden Partikel wesentlich kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Laserstrahlung ist, kann die Mie-Wechselwirkung auf den Rayleighschen Grenzfall vereinfacht werden [76]. Der Extinktionskoeffizient der Mie-Wechselwirkung kann in einen Absorptions- und einen Streuanteil zerlegt werden:

$$\alpha_{\text{Mie}} = \alpha_{\text{Mie, abs}} + \alpha_{\text{Mie, streu}} \quad (3.24)$$

Das Verhalten von Clusterabsorption und Clusterstreuung in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Lichts ergibt sich nach [77, 78] zu:

$$\alpha_{\text{Mie, abs}} \sim \frac{1}{\lambda} \quad \text{und} \quad \alpha_{\text{Mie, streu}} \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.25)$$

Die Streuung nimmt gegenüber der Absorption im interessierenden Wellenlängenbereich vom nahen Infrarot bis Ultraviolett einen sehr viel geringeren Stellenwert ein. Grundsätzlich nehmen aber beide Mie-Extinktionsmechanismen zu kürzeren Wellenlängen hin zu [74].

3.4.2 Laserinduzierte Stoßwellen

Der abströmende Materialdampf bzw. das Plasma überträgt einen Teil seines Impulses auf das Werkstück und verändert gleichzeitig die Dichte und Temperatur des Umgebungsgases. Dies ist der Auslösemechanismus für dynamische Vorgänge, die allgemein LSA-Wellen (laser supported absorption waves) genannt werden und mit der Bildung einer Stoß- und Temperaturfront verbunden sind. Je nach Charakteristik der Ausbreitung werden zwei Extremfälle von LSA-Wellen unterschieden [2]:

LSC-Wellen (laser supported combustion waves)

Laserinduzierte Verbrennungswellen entstehen üblicherweise bei niedrigen Leistungsdichten im Materialdampf direkt oberhalb der Werkstückoberfläche und bewegen sich mit Unterschallgeschwindigkeit von ihr weg. Das durch die Absorption von Laserstrahlung aus dem erhitzten Materialdampf entstehende Plasma strömt unabhängig von der Einfallsrichtung des Laserstrahls halbkugelförmig von der Materialoberfläche ab. Die Energieübertragung vom Plasma zum Umgebungsgas erfolgt durch Strahlungstransport und Wärmeleitung, sodass dadurch angrenzende Schichten beginnen selbst Strahlung zu absorbieren. Sukzessive werden immer weiter vorn liegende Schichten geheizt und es bildet sich eine LSC-Welle aus. In der Regel absorbieren laserinduzierte Verbrennungswellen nur einen Bruchteil der einfallenden Laserstrahlung und schirmen das Target nicht vollständig ab.

LSD-Wellen (laser supported detonation waves)

Zur Entstehung von laserinduzierten Detonationswellen kommt es bei hohen Leistungsdichten indem, initiiert durch das Materialdampfplasma, auch eine Ionisierung des Umgebungsgases einsetzt. Es entsteht eine dünne, hoch absorbierende Plasmaschicht, die eine Stoßwelle verursacht. Der Druck- und Dichtesprung, den das Umgebungsgas beim Durchlaufen der Stoßwelle erfährt, heizt das Gas unmittelbar hinter der Stoßfront so stark auf, dass auch dort Laserstrahlung absorbiert wird. LSD-Wellen bewegen sich mit Überschallgeschwindigkeit der Richtung des einfallenden Laserstrahls entgegen. Das Werkstück wird nahezu vollständig von der Laserstrahlung abgeschirmt.

Luftdurchbruch (optical break down)

Für Leistungsdichten im Laserfokus im Bereich von mehreren 10^{11} W/cm^2 können Gasdurchbrüche auch ohne das Vorhandensein einer Werkstückoberfläche bzw. Materialverdampfung beobachtet werden, das Plasma entsteht in freier Atmosphäre. Die in Kapitel 7 und Kapitel 8 beschriebenen Versuche zeigen allerdings, dass Leistungsdichten im Bereich der Durchbruchintensität für eine qualitativ hochwertige und effiziente Bearbeitung nicht von Vorteil sind.

3.4.3 Beeinflussung der Strahlpropagation

Innerhalb der laserinduzierten Materialdämpfe und -plasmen treten in verschiedenen Regionen unterschiedliche Temperaturen, Zusammensetzungen und Dichten auf, die einen Einfluss auf die Propagation des Laserstrahls nehmen können, da sie Brechungsindexvariationen bewirken. Zusätzlich zu den oben beschriebenen Absorptions- und Streueffekten muss also auch noch die Wirkung einer in der Regel zerstreuernden Plasmalinse berücksichtigt werden. Dabei können zwei grundsätzliche Auswirkungen des Linseneffekts unterschieden werden [74]:

- Defokussierung des einfallenden Strahls und
- Ablenkung bei Schrägeinfall des Strahls relativ zur Symmetrieachse des Plasmas.

Die Brechzahl des Plasmas ergibt sich als Summe aus den von freien Elektronen hervorgerufenen Refraktivitäten und dem durch die Oszillation der gebundenen Elektronen unterschiedlicher Schwerteilchensorten herrührenden Anteil. Der von den freien Elektronen stammende negative Anteil am Brechungsindex überwiegt meist und ist mit

$$n_e \sim -\lambda^2 \quad (3.26)$$

stark wellenlängenabhängig. Dadurch wird zum einen der gesamte Brechungsindex negativ (defokussierende Wirkung) und zum anderen können bei langwelliger Strahlung wesentlich stärkere Defokussierungs- und Ablenkungserscheinung auftreten als bei Strahlung im sichtbaren Bereich. Darüber hinaus muss beachtet werden, dass dann bei hohen Elektronendichten das Plasma zunehmend Strahlung absorbiert und die oben beschriebenen Effekte in den Hintergrund treten.

3.4.4 Plasmatransmission und -absorption beim Laserbohren

Eine Methode zur in situ Diagnostik von Plasmatransmission und -absorption im Bohrprozess ist die Messung der durch eine Probe hindurchtretenden Laserstrahlung mit einer Ulbricht-Kugel. In [79] und [80] werden Experimente beschrieben, in denen die Transmission durch eine Keramikprobe vor, während und nach jedem Laserpuls eines Bohrprozesses gemessen wird. In Abbildung 3.8 sind Ergebnisse für die wechselweise

Beaufschlagung mit hoher und niedriger, nicht zur Ablation ausreichender Energiedichte aufgetragen.

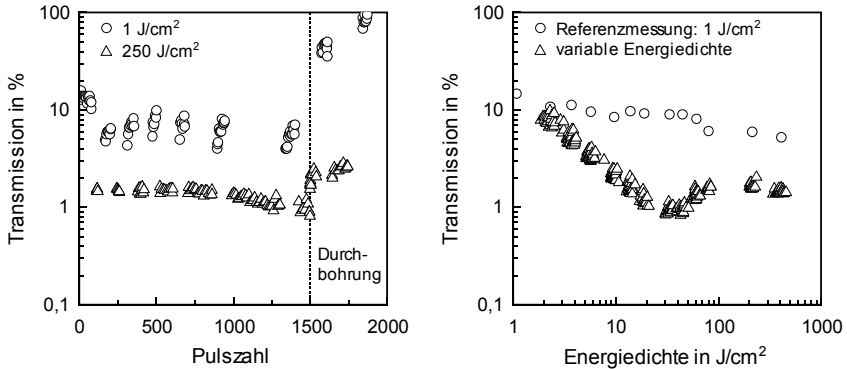


Abb. 3.8: Transmission durch 170 µm starke Aluminiumnitridkeramik bei beaufschlagung mit konstanter (links) und variabler Energiedichte (rechts) [28]
(AlN; $\lambda = 1064$ nm; $\tau_H = 2$ ns; $f_p = 5$ Hz; $d_f = 55$ µm).

Bei niedriger Energiedichte bleibt zunächst die Transmission auf einem Wert oberhalb von 10% relativ konstant. Der Einsatz hoher Energiedichte führt zu einer starken Absenkung der Transmission auf Werte unter 2%. Wird danach wieder mit einem niedrigeren Messstrahl bei 1 J/cm² eine Referenzmessung durchgeführt, so zeigt sich zunächst lediglich eine Transmission von etwa 5%, die sich nach wiederholter Beaufschlagung mit Laserpulsen niedriger Energiedichte allmählich wieder dem Ausgangswert von rund 10% annähert. Dieses Verhalten lässt sich über einen großen Pulszahlbereich hinweg reproduzieren, bis schließlich die Durchbohrung erreicht wird und der Messstrahl nahezu vollständig durch die Probe transmittiert wird.

Während im linken Diagramm die für den Bearbeitungsprozess eingesetzte Energiedichte konstant auf 250 J/cm² gehalten wurde, zeigt das rechte Diagramm die Verhältnisse für die Bearbeitung bei unterschiedlichen Energiedichten. Die Messwerte für die Transmission wurden dabei im konstanten Anfangsbereich weit vor dem Durchbohren der Probe ermittelt. Es zeigt sich, dass die Transmission bis zu einer Energiedichte von etwa 30 J/cm² nahezu invers proportional zur Energiedichte abfällt um danach in einen konstanten Bereich überzugehen. Das bedeutet, dass unterhalb eines gewissen Schwellwertes die durch die Probe transmittierte Energiedichte nahezu konstant bleibt.

Als mögliche Ursache für den transmissionsmindernden Effekt, der während des Ablationspulses wirkt und mit dessen Energiedichte ansteigt, kommt die Absorption im laserinduzierten Plasma in Frage [74, 81]. Durch Quotientenbildung der Transmissionen bei hoher und niedriger Energiedichte können proben- und geometrieabhängige Einflüsse eliminiert und aus den Messdaten auf die Plasmatransmission und -absorption im

Bohrprozess geschlossen werden. Abbildung 3.9 zeigt mit einem schattenphotographischen Aufbau sichtbar gemachte Stoßwellen, die sich beim Laserbohren oberhalb einer Keramikprobe aus Siliziumnitrid ausbreiten. Die in den Bildern angeführten Zeiten geben die nach dem Ablationspuls verstrichene Zeitspanne bis zur Aufnahme wieder [82].

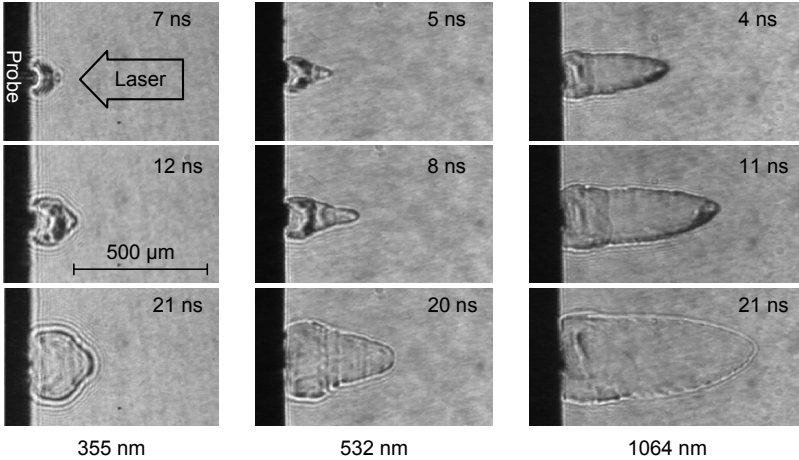


Abb. 3.9: Stoßwellenausbreitung beim Laserbohren von Siliziumnitrid mit unterschiedlichen Wellenlängen [82]
 $(\text{Si}_3\text{N}_4; \tau_H = 10 \text{ ns}; f_p = 1000 \text{ Hz}; H = 1200 \text{ J/cm}^2)$.

Die Pulse nahezu gleicher Energiedichte führen je nach verwendeter Wellenlänge zu deutlich unterschiedlichen Phänomenen:

- Bei ultravioletter Wellenlänge zeigt sich die von der Ablation mit Excimer-Lasern her bekannte näherungsweise halbkugelförmige Ausbreitung der Stoßwelle. Sie ist zu erwarten, wenn der Antrieb der Stoßwelle aus einer Region nahe der Probenoberfläche erfolgt.
- Im Gegensatz dazu wird bei infraroter Wellenlänge eine überwiegend lineare Ausbreitung entgegen der Propagationsrichtung des Laserstrahls beobachtet. Dies deutet auf eine LSD-Welle hin, bei welcher der Antrieb hauptsächlich aus einer Region direkt hinter der schnell voranschreitenden Spitze der Stoßfront erfolgt. Wie in Kapitel 3.4.2 bereits beschrieben, wird die Probenoberfläche dadurch weitgehend abgeschirmt.

Diese Gebiete der Energieeinkopplung in die Stoßfront wurden durch die über Interferometrie ermittelten wellenlängenabhängigen Absorptionsregionen im laserinduzierten Plasma belegt. Sie sind zusammenfassend in Abbildung 3.10 dargestellt.

Ausgehend von der Energieeinkopplung nahe der Probenoberfläche für die ultraviolette Wellenlänge verlagert sich die Absorptionsregion mit zunehmender Wellenlänge in die Nähe der Stoßfront. Aus den Transmissionsuntersuchungen in [81] und Abschätzungen [84] ist bekannt, dass bei Energiedichten, wie sie für das Bohren benötigt werden, die Energie des Laserpulses zu einem überwiegenden Teil, in manchen Fällen sogar nahezu vollständig, im Plasma absorbiert werden kann. Dieses tritt seinerseits über Strahlung und Wärmeleitung wieder mit dem Werkstück in Wechselwirkung. Im Gegensatz zum Laserstrahl mit seiner Pulsdauer von wenigen Nanosekunden wirkt das Plasma zum Teil lange über die Pulsdauer hinaus bis in den Mikrosekundenbereich auf das Werkstück und die Bohrung ein.

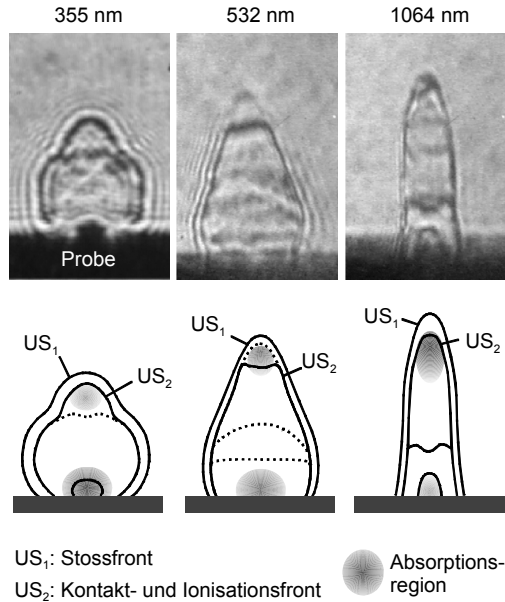


Abb. 3.10: Absorptionsregionen im laserinduzierten Plasma [83]

(Si_3N_4 ; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $f_p = 1000 \text{ Hz}$;
 $H = 1200 \text{ J/cm}^2$).

Die eingangs des Kapitels bereits erwähnte reversible Transmissionserniedrigung für den Messstrahl niedriger Energiedichte kann allerdings nicht auf Plasmawechselwirkung zurückgeführt werden. Sie beruht vielmehr auf einer chemischen Modifikation der Oberflächenschicht der Keramik. Eine Auger-Analyse zeigte eine Änderung der chemischen Zusammensetzung bis hinab zu einer Tiefe von mehreren Zehntel Mikrometern. Die modifizierte Schicht wies einen im Vergleich zum Grundwerkstoff reduzierten Stickstoff- bei gleichzeitig erhöhtem Sauerstoffanteil auf [85]. Eine Erklärung hierfür ist der Zerfall der Keramik während der Ablation in Stickstoff und Aluminium und anschließende Oxidation des Letzteren. Durch Bestrahlung mit einer Energiedichte von 1 J/cm^2 kann diese stark absorbierende Schicht wieder abgebaut werden und der Transmissionsgrad nahezu wieder auf den Ausgangswert angehoben werden.

In weiteren Experimenten wurde an verschiedenen dünnen Keramikproben die Transmission während der Ablation mit ps-Laserpuls gemessen [86]. Zuerst wurde mit einer nicht zur Ablation ausreichenden Leistungsdichte die Transmission des Ausgangsmaterials ermittelt. Danach wurde die Transmission während des Abtrags für einen Puls

mit einer Leistungsdichte von 10^{12} W/cm^2 bestimmt und anschließend, nach Ablationsende, wieder für einen Puls unterhalb der Abtragsschwelle. Dieses Vorgehen wurde für mehrere Pulse wiederholt. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigt Abbildung 3.11

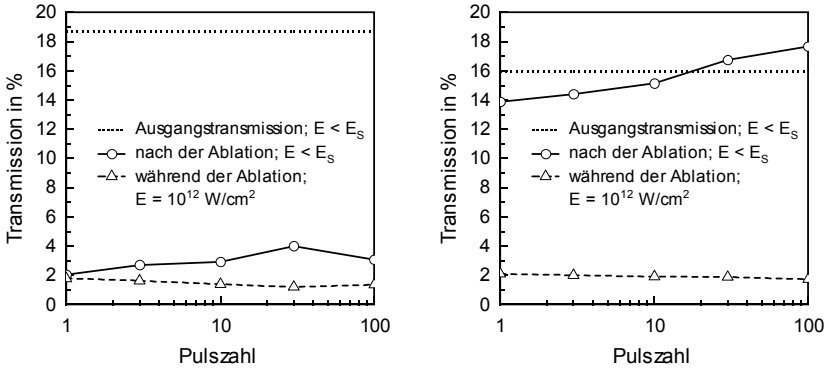


Abb. 3.11: Durch dünne Keramikproben transmittiertes Laserlicht [86]: Aluminiumnitrid, $s = 170 \mu\text{m}$ (links) und Aluminiumoxid, $s = 620 \mu\text{m}$ (rechts) ($\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 100 \text{ ps}$; $d_f = 100 \mu\text{m}$; Einzelpulsbetrieb).

Für die beiden untersuchten Keramiken wurde während der Ablation eine um eine Größenordnung niedrigere Transmission gemessen als vor der Laserbehandlung. Während für Aluminiumnitrid nach der Ablation die Transmission auf niedrigem Niveau verbleibt, erreicht sie für Aluminiumoxid wieder nahezu den Ausgangswert. Der Abfall der Transmission während der Ablation könnte im Wesentlichen durch Plasmawechselwirkung bedingt sein, die bleibende Absenkung der Transmission für Aluminiumnitrid allerdings nicht.

Dies legt die Vermutung nahe, dass die hochabsorbierende Schicht während der Bestrahlung mit Laserlicht hoher Leistungsdichte gebildet wird. Danach kann sie, wie im Fall von Aluminiumnitrid, ihre Eigenschaften für eine gewisse Zeit behalten oder auch wieder verlieren, wie dies bei Aluminiumoxid der Fall ist [67, 86].

4 Systemtechnische Aspekte

Für die experimentellen Untersuchungen wurden verschiedene Bearbeitungsstationen eingesetzt, die sich in ihrem mechanischen und optischen Grundaufbau nur unwesentlich unterscheiden. Die Basis aller Systeme ist eine Granitplatte mit aufgesetztem Granitportal, die über passive Luftdämpfer auf einem massiven Unterbau aufliegt. Auf der Granitplatte befinden sich der Laserkopf, die Elemente des Strahlführsystems und das x - y -Positioniersystem. Das Portal trägt die z -Achse zur Fokushöhenverstellung sowie die optischen Elemente zur Strahlablenkung bzw. -fokussierung. Das gesamte System bildet somit eine feste Einheit, die unempfindlich gegenüber Erschütterungen ist. Dieses Konzept hat sich für hochpräzise Mikrobearbeitungsanlagen mittlerweile gut bewährt.

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Komponenten der Versuchssysteme vorgestellt.

4.1 Eingesetzte Strahlquellen

Zur Erzeugung von Strukturen im Mikrometerbereich werden Lasersysteme benötigt, die bei akzeptablem Arbeitsabstand der Fokussieroptik mindestens Fokusdurchmesser im Bereich der Strukturgröße oder darunter ermöglichen. Dies setzt eine Strahlqualität der Laserstrahlung nahe dem Grundmode (TEM_{00} -Mode) voraus. Die Strahlqualität und damit auch die Fokussierbarkeit eines Laserstrahls wird durch die Beugungsmaßzahl M^2 charakterisiert und nimmt für den Grundmode den minimalen Wert eins an.

Wie die Ausführungen in Kapitel 2.4 gezeigt haben, weist allerdings auch die Pulsdauer wesentlichen Einfluss auf die Strukturgenauigkeit auf. Markttübliche Bohrlaser sind lampengepumpt und erreichen freilaufend Pulsdauern von minimal 0,1 ms. Ein Schritt hin zu kürzeren Pulsdauern ist durch den Einsatz von lampengepumpten, gütegeschalteten Lasern möglich. Seit ca. vier Jahren sind diodengepumpte, gütegeschaltete Festkörperlaser mit Pulslängen bis hinab zu 10 ns auf dem Markt mit - und das erreichten frühere Systeme nicht - ausreichend Pulsenergie im Bereich mehrerer Millijoule und Repetitionsraten bis 2 kHz. Bei Beendigung dieser Arbeit stand die Markteinführung der nächsten Generation dieser Systeme mit Repetitionsraten bis zu 10 kHz kurz bevor, so dass weitere Fortschritte in Hinblick auf die Produktivität der Laserpräzisionsbearbeitung zu erwarten sind.

Im Rahmen der Versuche wurden ausschließlich industrielle lampen- oder diodengepumpte, gütegeschaltete Festkörperlaser auf Nd:YAG-Basis verwendet.

4.1.1 Das lampengepumpte System

Der prinzipielle Aufbau des lampengepumpten Systems, welches im Weiteren als System I bezeichnet wird, ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

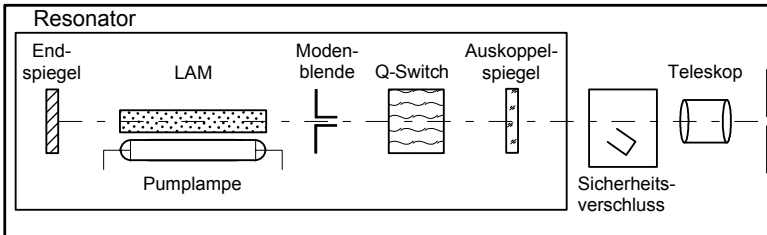


Abb. 4.1: Prinzipieller Aufbau des lampengepumpten Systems (System I).

Als Anregungsquelle dient eine stabförmige Krypton-Bogenlampe, die kontinuierlich betrieben wird. Die spektrale Verteilung des Pumplichts ist zwar dem Absorptionsspektrum des Nd:YAG-Systems angepasst, dennoch muss die entstehende Verlustwärme der Bogenlampe, des Reflektors und des Laserkristalls abgeführt werden. Hierzu wird die Kavität mit deionisiertem Wasser gekühlt, welches über eine Versorgungseinheit mit externem Kühlwasser rückgekühlt wird. Die Ausgangsleistung des Lasers wird über den Lampenstrom und somit über die Pumpleistung variiert. Bedingt durch die geometrischen Verhältnisse des Laserstabes und der damit einhergehenden großen Fresnelzahl des Resonators hat der ausgekoppelte Laserstrahl eine hohe Modenordnung und weist mit zunehmender Leistung eine abnehmende Fokussierbarkeit auf [2].

Durch den Einbau einer Modenblende in den Resonator können beim Festkörperlaser die transversalen elektromagnetischen Moden selektiert werden. Wählt man eine Modenblende mit entsprechend kleinem Durchmesser, so wird nur die zum Modenvolumen des Grundmodes gehörende Strahlung verstärkt, da nur diese durch die Öffnung der Modenblende auf den Spiegel gelangen kann. Diese einfache Methode einen TEM_{00} -Mode zu erzeugen geht allerdings mit einem Leistungsverlust einher, sodass bei einer cw-Leistung von 65 W im Multi-Mode nur noch eine cw-Leistung von 16 W im Mono-Mode zur Verfügung steht [87].

Zur Pulserzeugung befindet sich im Resonator ein elektrisch gesteuerter optischer Güteschalter (Q-Switch). Der Q-Switch kann je nach Ansteuerung die Oszillation zwischen den Resonatorspiegeln freigeben oder blockieren. Das Prinzip der Güteschaltung besteht darin, die Laseroszillation erst dann zuzulassen, wenn die durch die Pumpstrahlung hervorgerufene Besetzungsinversion, und damit die Kleinsignalverstärkung, ihren größtmöglichen Wert erreicht hat. Gibt zu diesem Zeitpunkt der Güteschalter den Strahlengang frei, dann baut sich aufgrund der hohen Verstärkung eine hohe Leistungsdichte auf

und die gespeicherte Anregungsenergie wird in Form von einem kurzen Leistungsimpuls innerhalb weniger 100 ns freigesetzt [2, 88].

4.1.2 Die diodengepumpten Systeme

Neben dem lampengepumpten System wurden auch zwei diodengepumpte Laser eingesetzt, die im Folgenden als System II und III bezeichnet werden. Beide Systeme sind in ihrem grundlegenden Aufbau identisch und unterscheiden sich lediglich in ihrer maximalen Ausgangsleistung und Repetitionsrate. Während das System II eine Repetitionsrate von 1 kHz besitzt, kann diese bei System III zwischen 2 und 3 kHz variiert werden.

In Abbildung 4.2 ist der prinzipielle Aufbau der diodengepumpten Strahlquellen dargestellt. Das laseraktive Medium wird durch zwei gepulst betriebene Diodenbarren seitengepumpt. Das schmalbandige, exakt auf das Anregungsniveau des Laserkristalls abgestimmte Pumpen mit Laserdioden minimiert negative thermisch-optische Effekte und ermöglicht neben einem hohen Wirkungsgrad auch eine hohe Strahlqualität. Aufgrund der geringen thermischen Verluste ist bei diesen Systemen nur ein interner Kühlkreislauf erforderlich. Die Güteschaltung wird durch eine entsprechende Anordnung aus $\lambda/4$ -Plättchen, Polarisator und dem eigentlichen Schaltelement, dem elektrooptischen Modulator (Pockelszelle) erzielt. Die Einstellung der Laserleistung erfolgt über eine Variation der Spannung an der Pockelszelle. Die überschüssige Leistung wird am Polarisator in den Strahlsumpf 1 ausgespiegelt. Dadurch kann der Kristall stets mit voller Leistung gepumpt, der thermische Linseneffekt kompensiert und somit eine leistungsunabhängige Strahlqualität (TEM_{00}) gewährleistet werden [89].

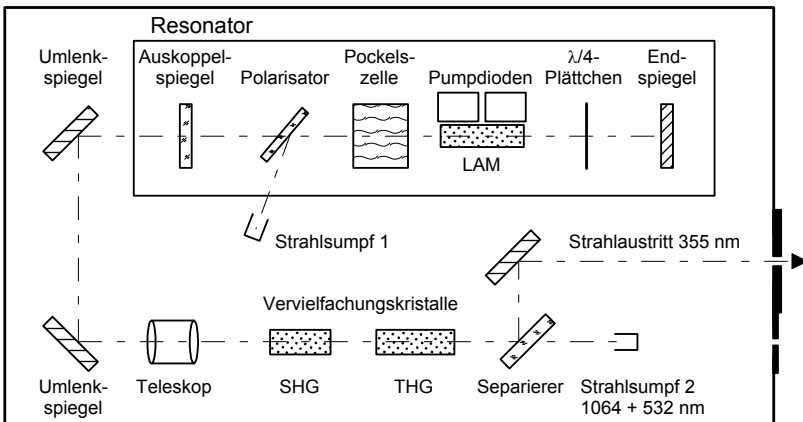


Abb. 4.2: Prinzipieller Aufbau der diodengepumpten Systeme (System II und III).

Durch den Einbau von bis zu zwei zusätzlichen Kristallen (z. B. KTP, KNbO₃ oder BBO) in den Strahlengang kann durch nichtlineare optische Effekte eine Frequenzvervielfachung erreicht werden. Da der Wirkungsgrad der Frequenzkonversion quadratisch mit der Leistungsdichte ansteigt, wird der Laserstrahl durch ein Teleskop in die Vervielfachungskristalle fokussiert [90-92]. Verbleibende Strahlanteile unerwünschter Wellenlängen werden durch einen wellenlängensensitiven Spiegel getrennt und in einen Strahlsumpf geleitet. Damit besteht die Möglichkeit, neben der Grundwellenlänge von 1064 nm auch die Wellenlängen 532 nm und 355 nm, mit den in Kapitel 2.4 bereits erwähnten Vor- und Nachteilen der Frequenzkonversion, für die Materialbearbeitung einzusetzen. Für einen industriellen Einsatz zeichnen sich die diodengepumpten Systeme durch hohe Wirtschaftlichkeit, kompakte Bauweise und einfache Bedienung aus.

4.1.3 Leistungsdaten

Für die Charakterisierung von gepulsten Strahlquellen sind neben der mittleren Leistung P_{av} , welche letztendlich das pro Zeiteinheit bearbeitbare Volumen bestimmt, auch die Pulsdauer τ_H und die Pulsfolgefrequenz f_p von großem Interesse. Aus diesen Daten kann die Pulsleistung bestimmt werden:

$$P_H = \frac{P_{av}}{\tau_H \cdot f_p} \tag{4.1}$$

Die Pulsenergie Q ergibt sich dann zu:

$$Q = \frac{P_{av}}{f_p} = P_H \cdot \tau_H \tag{4.2}$$

Die wichtigsten Spezifikationen der eingesetzten Lasersysteme zeigt Tabelle 4.1:

	System I	System II			System III	
Anregungsquelle	Lampen	Dioden			Dioden	
Wellenlänge [nm]	1064	1064	532	355	1064	532
max. mittlere Leistung [W]	14	8	5	3	9	5,5
max. Pulsenergie [mJ]	3	8	5	3	4,5	2,75
max. Pulsleistung [kW]	20	800	500	300	225	138
Pulsdauer (FWHM) [ns]	150 - 700	10	10	10	20 - 30	20 - 30
Pulsfrequenz [kHz]	1 - 60	1	1	1	2 - 3	2 - 3
Beugungsmaßzahl M^2	< 1,2	< 1,1	< 1,1	-	< 1,2	< 1,2

Tabelle 4.1: Technische Daten der eingesetzten Lasersysteme.

Zu Beginn dieses Kapitels wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Strahlqualität für die Erzeugung kleinster Fokusbereichs von entscheidender Bedeutung ist. Daher wurde für die einzelnen Systeme die Strahlqualität des Rohstrahls normenkonform vermessen und nach verschiedenen Methoden ausgewertet (2. Moment, knife-edge) [93]. Hierbei ergaben sich für alle Systeme und Konfigurationen Werte der Beugungsmaßzahl von $M^2 < 1,2$ [94]. Aufgrund der Absorptionsverhältnisse bei 355 nm konnte mit dem eingesetzten optischen Aufbau keine Vermessung des

Systems II für den frequenzverdreifachten Betrieb vorgenommen werden. Es zeigte sich jedoch eine deutliche Verschlechterung des Strahlprofils (Zunahme der Elliptizität), so dass von einer Abnahme der Strahlqualität ausgegangen werden muss. Abbildung 4.3 stellt abschließend ein typisches Strahlprofil des unfokussierten Laserstrahls dar.

Dieser Laserstrahl muss nun zur Bearbeitungszone geführt und für die Erzeugung der zur Materialbearbeitung erforderlichen Leistungsdichten fokussiert werden.

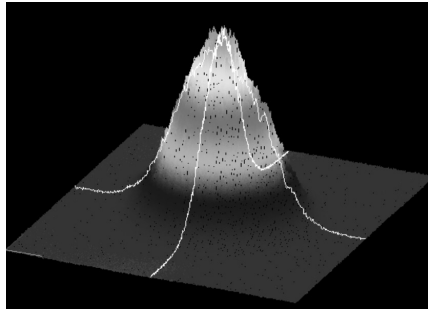


Abb. 4.3: Strahlprofil unfokussierter Strahl (System II, $\lambda = 1064 \text{ nm}$).

4.2 Strahlführung und -formung

Der aus der Strahlquelle propagierende Laserstrahl wird zunächst durch ein Linsenteleskop nach dem Galilei-Prinzip um Faktor drei bis vier aufgeweitet. Dies reduziert die Belastung der Strahlführungskomponenten bei den vorliegenden hohen Pulsspitzenleistungen von mehreren 100 kW. Darüber hinaus kann durch Abweichung von der konfokalen Anordnung der Optiken die Lage der Taille des aufgeweiteten Strahls in gewissen Bereichen variiert werden [95]. Auf diese Weise können für die verschiedenen Systeme vergleichbare F -Zahlen, d. h. vergleichbare Quotienten aus Brennweite f der fokussierenden Optik und Strahldurchmesser D auf dieser, eingestellt werden:

$$F = \frac{f}{D}. \quad (4.3)$$

Die Strahlführung nach dem Teleskop erfolgt über mehrere dielektrisch beschichtete Spiegel. Dies gewährleistet, dass die gute Strahlqualität und damit die gute Fokussierbarkeit der Strahlung erhalten bleibt. Des Weiteren ermöglicht es die wellenlängensensitive Reflexion bzw. Transmission der Spiegel eine CCD-Kamera in den Strahlengang einzuspiegeln, um eine Positionierung des Bauteils vorzunehmen. Dabei lassen sich Positioniergenauigkeiten von ca. 10 μm erreichen. Der Einsatz von flexiblen Glasfasern

zur Strahlführung ist aufgrund der hohen Pulsspitzenleistung nur bedingt möglich und würde mit einer unerwünschten Verschlechterung der Strahlqualität einhergehen.

Aufgrund der Invarianz des Strahlparameterproduktes aus Strahldurchmesser d und Divergenzwinkel Θ beim Durchgang des Laserstrahls durch ideale, fehlerfreie optische Systeme gilt:

$$d_0 \cdot \Theta_0 = d_1 \cdot \Theta_1 = d_f \cdot \Theta_f = \text{const.} \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich aus einfachen geometrischen Überlegungen der Durchmesser d_f eines fokussierten Strahls der Wellenlänge λ zu:

$$d_f = \frac{4\lambda F}{\pi} \cdot M^2 \quad (4.5)$$

Es ist offensichtlich, dass sich durch eine Verkürzung der Wellenlänge und eine Verringerung der F -Zahl kleinere Fokussdurchmesser erzielen lassen. Allerdings sollte dabei die Rayleigh-Länge z_{Rf} des fokussierten Strahls nicht außer Acht gelassen werden:

$$z_{Rf} = \frac{4\lambda F^2}{\pi} \cdot M^2 = F \cdot d_f \quad (4.6)$$

Die Wahl einer zu kleinen F -Zahl erweist sich dabei in zweierlei Hinsicht als ungünstig. Mit abnehmender Brennweite nimmt auch der Arbeitsabstand ab und die Gefahr einer Verschmutzung der Fokussieroptik durch Ablationsprodukte nimmt zu. Zusätzlich nimmt die Toleranz des Prozesses gegen Fokuslagenänderungen ab und die Herstellung von zylindrischen Durchbrüchen in großen Materialstärken wird erschwert.

Wie eingangs bereits erwähnt, gelten obige Betrachtungen für ideale optische Systeme. Reale Fokussieroptiken sind allerdings immer mit Fehlern behaftet. Im Wesentlichen spielen hierbei Abbildungsfehler wie die sphärische Abberation und der Astigmatismus eine entscheidende Rolle [59, 96]. Je nach Verfahren zur Erzeugung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück (siehe Kapitel 4.3) erfolgt die Fokussierung mit unterschiedlichen Optiken. Obwohl es sich dabei um korrigierte mehrlinsige Systeme (drei bis fünf-linsige Achromaten, Aplanten oder telezentrische f - Θ -Objektive) handelt, muss zur Abschätzung des real erreichbaren Fokussdurchmessers in Gleichung (4.5) ein Korrekturterm eingefügt werden:

$$d_f \approx \frac{4\lambda F}{\pi} \cdot M^2 \cdot C_{opt} \quad (4.7)$$

Dieser Korrekturterm C_{opt} berücksichtigt Abbildungsfehler und nimmt je nach Güte der Fokussieroptik Werte zwischen 1,2 und 1,6 an [97].

Abhängig von Lasersystem und Fokussieroptik konnten so für die infrarote Wellenlänge Fokussdurchmesser von 19 bis etwa 40 μm und für die grüne Wellenlänge im Bereich zwischen 11 und 20 μm erzielt werden. In Tabelle 4.2 sind die Daten der Strahlfokussie-

rung für die verschiedenen Kombinationen zusammengefasst. Die theoretisch erzielbaren Fokusdurchmesser sind nach Gleichung (4.5) berechnet, die fehlerkorrigierten nach Gleichung (4.7). Der Korrekturterm C_{opt} wurde für die Scannersysteme (Brennweite $f = 163\text{ mm}$ bzw. $f = 80\text{ mm}$) mit 1,6 an der oberen Grenze angenommen, um auch negative Einflüsse der teilweise dreifachbeschichteten Scannerspiegel berücksichtigen zu können.

	System I	System II		System III			
Wellenlänge [nm]	1064	1064	532	1064	532	1064	532
Brennweite [mm]	163	100	100	100	100	80	80
Strahldurchmesser auf der Optik [mm]	12	10	10	10	10	9	9
F -Zahl	14	10	10	10	10	9	9
theoretischer Fokusdurchmesser [μm]	22	15	7	16	8	14	7
Korrekturterm C_{opt}	1,6	1,3	1,3	1,3	1,3	1,6	1,6
korrigierter Fokusdurchmesser [μm]	35	19	10	21	11	23	12
gemessener Fokusdurchmesser [μm]	37	19	11	20	12	24	17

Tabelle 4.2: Daten der Strahlfokussierung für die verschiedenen Kombinationen.

Die realen Fokusdurchmesser wurden auf verschiedene Arten ermittelt. Mit dem bereits erwähnten optischen Aufbau zur Strahlvermessung konnte für einzelne Kombinationen von Strahlquelle und Optik der Strahldurchmesser des fokussierten Laserstrahls nach der Methode der zweiten Momente vermessen werden [94]. Ein typisches Strahlprofil eines fokussierten Strahls zeigt Abbildung 4.4.

Diese Ergebnisse wurden mit einem Verfahren nach [98] verglichen, bei dem der Fokusdurchmesser aus Einbränden in einer metallischen Schicht mit wenigen Nanometern Dicke ermittelt wird, die

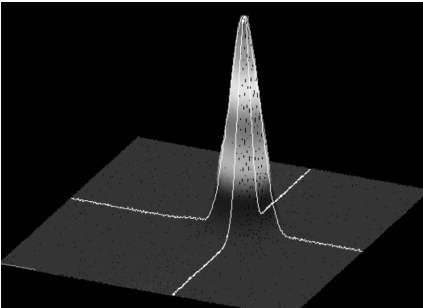


Abb. 4.4: Strahlprofil fokussierter Strahl (System II, $\lambda = 1064\text{ nm}$, Fokusdurchmesser $d_f = 19\text{ }\mu\text{m}$).

auf einem Glassubstrat aufgedampft ist. Hierbei konnte durch entsprechende Wahl von Pulszahl und Leistung eine gute Übereinstimmung gefunden werden. Bei ein bis fünf Laserpulsen und 90 bis 100% Leistung fielen die über Einbrände bestimmten Fokusbereichsdurchmesser nur etwa 1 bis 2 μm größer aus. Die Bestimmung der Fokusbereichslage erfolgte über die Einbrände mit einer lateralen Auflösung in z-Richtung von weniger als 50 μm .

Vergleicht man für das gesamte Strahlführungs- und -formungssystem, welches aus Umlenkspiegeln, Teleskopen und Fokussieroptiken besteht, die gemessenen Fokusbereichsdurchmesser mit den theoretisch erzielbaren, so ergeben sich Beugungsmaßzahlen für das Gesamtsystem zwischen 1,3 und 2,3. Elemente von geringerer optischer Güte haben dabei einen großen negativen Einfluss auf das System.

4.3 Erzeugung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück

Für die Erzeugung der Strukturgeometrie kommen verschiedene Ansätze in Frage:

- Relativbewegung durch Bewegen des Bauteils mit Achssystemen hoher Dynamik und Positioniergenauigkeit.
- Relativbewegung durch Ablenken des Laserstrahls über Trepanieroptiken (kreisrunde Geometrien) oder Scanneroptiken (komplexe Geometrien).
- Abbildende Verfahren, bei denen z. B. diffraktive optische Elemente eingesetzt werden, welche die Laserenergie umverteilen.

Zur Herstellung von Durchbrüchen hoher Präzision ist, wie bereits in Kapitel 2.4 erläutert, eine Prozessstrategie mit Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück vorteilhaft bzw. unabdingbar. Für eine wirtschaftliche Präzisionsbearbeitung scheidet allerdings in einigen Fällen das Bewegen des Bauteils unter dem Laserstrahl aus Gründen der Massenträgheit aus. Andererseits wird der Arbeitsbereich bei bewegtem Laserstrahl im Wesentlichen durch die Apertur der Optik bzw. durch die optischen Fehler dieser im Randbereich begrenzt. In einigen Fällen kann daher eine Kombination der Strategien sinnvoll sein. Im Folgenden werden einige der eingesetzten Konzepte kurz gegenübergestellt.

4.3.1 Bewegung des Werkstücks

Aufgrund der Tatsache, dass der Laserstrahl ein thermisches Werkzeug darstellt, dessen örtliches Abtragsvolumen von der Einwirkzeit abhängt, spielt neben der Wiederholgenauigkeit, Bahngenauigkeit und Dynamik des Positioniersystems auch der Gleichlauf eine entscheidende Rolle. Für die Präzisionsbearbeitung im Mikrometerbereich kommen daher fast ausschließlich luftgelagerte Systeme in Frage.

Zur Herstellung kreisförmiger Durchbrüche mittels dem Wendelbohrverfahren wurde eine luftgelagerte Drehachse mit Rund- und Planlaufabweichungen kleiner 1 µm bei einer maximalen Drehfrequenz von 15 Hz eingesetzt. Hierbei wird der Bohrungsdurchmesser durch die Exzentrizität der Laserstrahlachse zur Rotationsachse eingestellt.

Für komplexe Geometrien, die durch Laser-Erodieren hergestellt werden, wurde ein luftgelagertes Positioniersystem mit einem Gleichstromdirektantrieb verwendet. Die Führung des Tisches erfolgt mittels einem rollengelagerten kraftgepaarten Führungskreuz, der Antrieb durch ein System aus vier symmetrisch angeordneten Tauchspulen mit Dauermagneterregung. Die Positionserfassung wird mit einem flächigen Glasmaßstab realisiert, der sich zum Ausgleich von Winkelfehlern dicht unter der Bearbeitungsebene befindet. Durch diesen Aufbau verhalten sich die Antriebsachsen in beide Richtungen absolut gleich und besitzen bei hoher Dynamik und Geschwindigkeit eine Positionierungsunsicherheit von kleiner 1 µm.

Die Ansteuerung der Achs- und Lasersysteme erfolgt über eine CNC-Steuerung, die mit einer SPS kombiniert ist. Komplexe Bahngeometrien werden mittels eines CAD-Programms erstellt und durch einen Post-Prozessor in den entsprechenden NC-Code umgesetzt. Die technischen Daten der Positionierachsen sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

	x-y-Achse	z-Achse	Drehachse
Verfahrweg	100 mm	200 mm	endlos
Auflösung	200 nm	100 nm	-
Positionierungsunsicherheit	< 1 µm	< 2 µm	-
Abweichungen von der Ebenheit bzw. von Rund- und Planlauf	< 1 µm	< 1 µm	< 1 µm
max. Geschwindigkeit	64 mm/s	5 mm/s	15 Hz
max. Beschleunigung	2 g	0,5 g	-

Tabelle 4.3: Technische Daten der eingesetzten Positioniersysteme.

4.3.2 Bewegung des Laserstrahls

Die Eingangs gemachten Anmerkungen zum Gleichlauf und zur Bahngenauigkeit der Positioniersysteme gelten selbstverständlich auch für eine Bewegung des Laserstrahls, aufgrund der geringen bewegten Massen sind diese Effekte hier jedoch weniger kritisch.

Zum Wendelbohren rotationssymmetrischer Durchbrüche wurden Trepanieroptiken eingesetzt, die bei Rotationsfrequenzen zwischen 20 und 50 Hz Bahnungenauigkeiten kleiner 1 µm ermöglichen. Die Strahlablenkung und das Einstellen des Bohrungsdurchmessers erfolgt bei diesen Systemen über mehrere rotierende Keilplatten. Durch eine

innovative Anordnung aus verdreh- und verschiebbaren Keilplatten ist es zusätzlich möglich den Anstellwinkel des Laserstrahls zur Oberfläche zu variieren [99]. Auf die Vorteile eines angestellten Laserstrahls beim Bohren wird in Kapitel 7 noch näher eingegangen werden.

Zur Herstellung beliebiger komplexer Geometrien wurde ein Piezoscanner eingesetzt, der im Wesentlichen aus einer durch Piezoelemente auslenkbaren Kippplattform mit einem Spiegel und Auslenkungsverstärker besteht [100]. Alternativ dazu wurde ein Galvanometerscanner verwendet, der eine große Flexibilität bei hoher Bearbeitungsgeschwindigkeit erlaubt. Die Strahlablenkung wird hierbei über ein Spiegelpaar realisiert. Über eine NC-Schnittstelle werden die Bahndaten eingelesen, durch geeignete Signalvorverarbeitung können Bahnabweichungen durch systematische Fehler, beispielsweise durch Systemträgheit und Feldverzerrungen, ausgeglichen werden. Auf diese Weise können Positionierungsunsicherheiten von kleiner 2 bis 3 μm erreicht werden.

In Abbildung 4.5 sind die einzelnen Konzepte zur Strahlablenkung schematisch dargestellt.

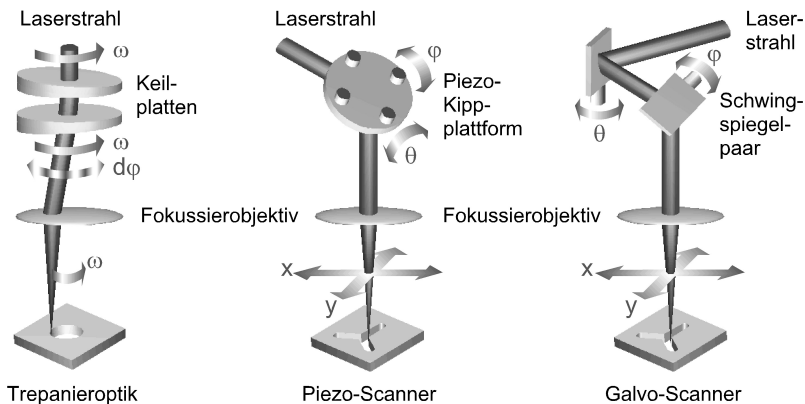


Abb. 4.5: Funktionsprinzip der Strahlablenkung zur Erzeugung von Durchbrüchen.

Die oben beschriebenen Möglichkeiten zur Erzeugung der Relativbewegung konnten die an die Bahngenauigkeit gestellten Anforderungen erfüllen. Welche Option in einer Applikation letztendlich eingesetzt wird, hängt stark von der Geometrie des Durchbruchs, der Bauteilgröße und der Zahl der Durchbrüche pro Bauteil ab. Eine Bewegung des Strahls wird immer dann zu bevorzugen sein, wenn große Massen zu bewegen sind oder mehrere Bohrungen pro Bauteil eingebracht werden müssen. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass durch die Integration zusätzlicher optischer Elemente in den Strahlengang die Strahlqualität negativ beeinflusst werden kann.

5 Grundlegende experimentelle Untersuchungen des Bohrprozesses

Die in diesem Kapitel beschriebenen grundlegenden experimentellen Untersuchungen sollen dazu dienen, das Verständnis des Bohrprozesses zu erweitern. Hierzu werden gezielt einzelne Phasen des Bohrfortschritts, beginnend von der planaren Ablation über die Ausbildung der Bohrkapillare bis hin zum Stopp des Bohrfortschritts exemplarisch für Siliziumnitrid untersucht. In Abhängigkeit vom Wendeldurchmesser d_w sind dabei die in Abbildung 5.1 dargestellten Fälle zu beachten:

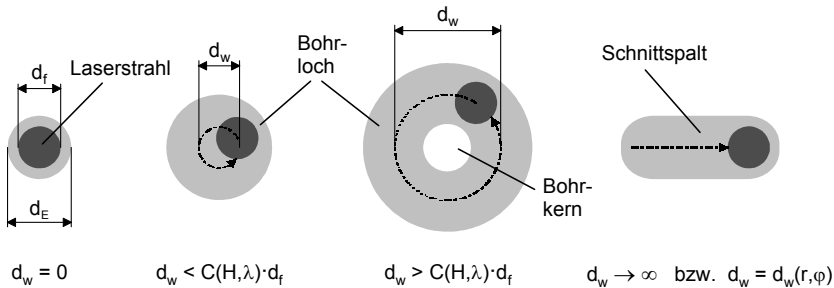


Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Verhältnisse von Fokussdurchmesser zu Abtragsregion bei verschiedenen Wendeldurchmessern.

- Perkussionsbohren für Wendeldurchmesser $d_w = 0$.
Es findet keine Relativbewegung zwischen Strahl und Werkstück statt.
- Wendelbohren ohne Kern, für Wendeldurchmesser $d_w < C(H, \lambda) \cdot d_f$.
Der Faktor C ist von der Energiedichte H und der Laserwellenlänge λ abhängig und berücksichtigt sowohl, dass der Eintrittsdurchmesser d_E des Bohrlochs größer als der Fokussdurchmesser d_f des Laserstrahls sein kann als auch, dass der Bohrkern durch die den Wärmestau begünstigenden geometrischen Verhältnisse verstärkt abgetragen wird. Der Einfluss der Wellenlänge erfolgt dabei über das Plasma und wird im weiteren Verlauf des Kapitels noch ausführlich diskutiert. Für alle Versuche ergaben sich Werte von $C < 2,5$.
- Wendelbohren mit Bohrkern, für Wendeldurchmesser $d_w > C(H, \lambda) \cdot d_f$.
Für ausreichend große Wendeldurchmesser bleibt in der Bohrung ein Kern stehen.

- Laser-Erodieren für Wendeldurchmesser $d_w \rightarrow \infty$ bzw. $d_w = d_w(r, \varphi)$. Gerade Konturen stellen den Grenzfall des Wendelbohrens mit Kern dar, komplexe Konturen hingegen eine Erweiterung. Das Laser-Erodieren kann auch als eine Art Schneidprozess betrachtet werden.

Mit Hilfe der im Folgenden geschilderten experimentellen Befunde soll in Kapitel 6 ein Modellansatz für das Wendelbohren keramischer Werkstoffe entwickelt werden.

5.1 Beginn des Bohrprozesses

Zu Beginn des Bohrprozesses wird, ausgehend von der planaren Ablation des Werkstoffs, die Bohrkapillare ausgebildet. Da eine Analyse der Entwicklung der Bohrkapillare ein tieferes Verständnis für den Abtragsprozess ermöglichen sollte, wurde eine Probe aus Siliziumnitrid mit unterschiedlichen Pulszahlen beaufschlagt und anschließend mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) und einem Laser-Scanning-Mikroskop (LSM) vermessen. Das LSM ermöglicht durch sein konfokales Messprinzip eine dreidimensionale Auswertung und Vermessung der Abtragsgeometrien. Die Abbildungen 5.2 bis 5.5 zeigen anhand von REM-Aufnahmen die Entstehung der Bohrung mit zunehmender Pulszahl für verschiedene Wendelradien und Bearbeitungswellenlängen.

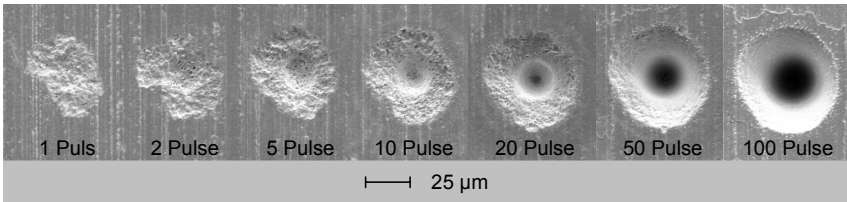


Abb. 5.2: Entwicklung der Bohrkapillare: Perkussionsbohren mit $d_w = 0 \mu\text{m}$ (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $d_f = 24 \mu\text{m}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $H = 330 \text{ J/cm}^2$).

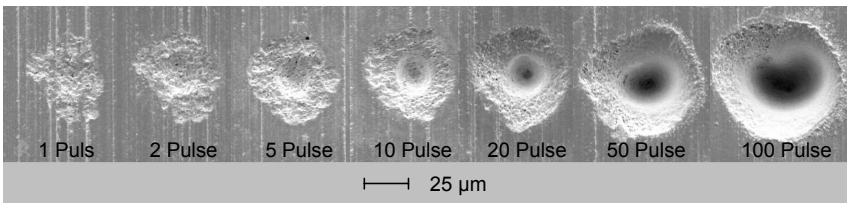


Abb. 5.3: Entwicklung der Bohrkapillare: Wendelbohren mit $d_w = 20 \mu\text{m}$ (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $d_f = 24 \mu\text{m}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $H = 330 \text{ J/cm}^2$).

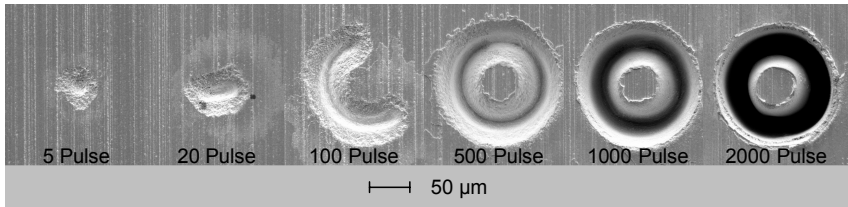


Abb. 5.4: Ausbildung der Bohrung: Wendelbohren mit $d_w = 100 \mu\text{m}$
 $(\text{Si}_3\text{N}_4; \lambda = 1064 \text{ nm}; d_f = 24 \mu\text{m}; \tau_H = 20 \text{ ns}; H = 330 \text{ J/cm}^2)$.

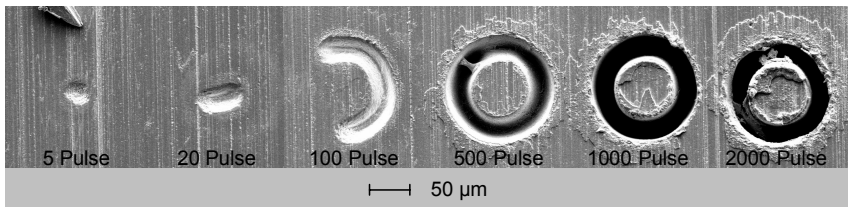


Abb. 5.5: Ausbildung der Bohrung: Wendelbohren mit $d_w = 100 \mu\text{m}$
 $(\text{Si}_3\text{N}_4; \lambda = 532 \text{ nm}; d_f = 17 \mu\text{m}; \tau_H = 20 \text{ ns}; H = 330 \text{ J/cm}^2)$.

Bereits der erste Laserpuls verursacht eine starke Modifikation der Oberfläche, die mit einem unregelmäßigen Materialabtrag einhergeht. Die Tiefe von etwa $5 \mu\text{m}$ und die Struktur der Ausbrüche legen bei einer mittleren Korngröße von 3 bis $8 \mu\text{m}$ die Vermutung nahe, dass ganze Keramikkörner aus der oberflächennahen Schicht abplatzen. Der aufgrund seiner Eindringtiefe im Bereich mehrerer 10 bis $100 \mu\text{m}$ als Volumenwärmequelle wirkende Laserpuls verursacht dabei innere Spannungen im Keramikgefüge, die zu einem Ausbrechen von Körnern führen. Da die Bruchfläche entlang der Korngrenzen verläuft, ist die Oberfläche unregelmäßig und scharfkantig.

Bei näherer Betrachtung der Struktur der Ausbrüche für verschiedene Wellenlängen in Abbildung 5.6 ergeben sich mehrere charakteristische Merkmale:

- Die Region, in der es nach dem ersten Laserpuls zum Abplatzen von Keramikkörnern kommt ist für die Grundwellenlänge etwa doppelt so groß wie der Fokusedurchmesser, wohingegen sie für die frequenzverdoppelte Wellenlänge bei gleicher Energiedichte nur den 1,6 bis 1,7-fachen Fokusedurchmesser aufweist.
- Nach den ersten fünf Laserpulsen bildet sich bereits eine kalottenförmige Vertiefung aus, die den Übergang von der planaren Ablation zum Tiefbohren einleitet. Sie kann als erster Schritt bei der Ausbildung der Bohrkapillare angesehen werden.

- Die Oberfläche der zentralen Vertiefung ist wesentlich homogener als die anfängliche Bruchfläche. Abbildung 5.7 zeigt, dass die Keramikkörner jetzt ohne auszubringen auch partiell abgetragen werden.
- Bei einer Wellenlänge von 532 nm hat der Durchmesser der Kalotte annähernd die gleiche Größe wie der primär abgetragene Bereich. Im Infraroten ist bei gleicher Energiedichte der Kalottendurchmesser etwa gleich groß wie für die grüne Wellenlänge, jedoch nur knapp halb so groß wie die anfangs modifizierte Oberfläche.
- Wie in Abbildung 5.2 ersichtlich ist, nähert sich mit zunehmender Pulszahl der Bohrungsdurchmesser für die Grundwellenlänge wieder der Größe der primären Ablationszone an.

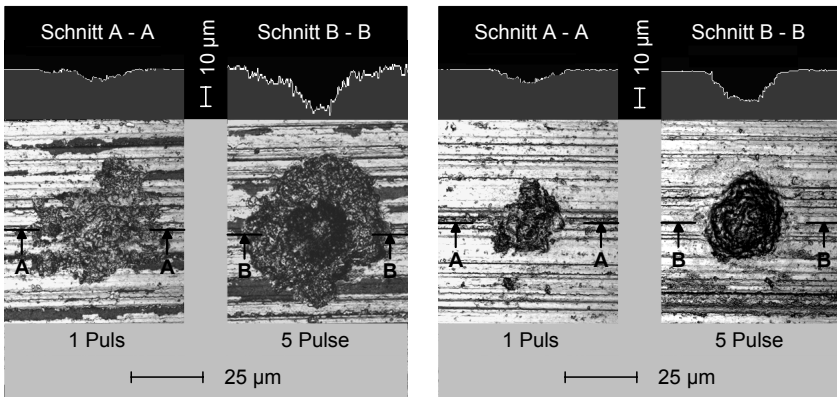


Abb. 5.6: Beginn der Ablation für $\lambda = 1064$ nm (links) und $\lambda = 532$ nm (rechts) (Si_3N_4 ; $\tau_H = 20$ ns; $H = 330$ J/cm²; $d_f = 24$ μm bzw. 17 μm ; $d_w = 0$ μm).

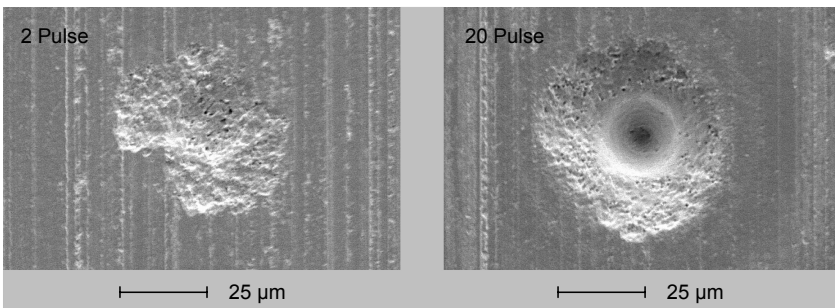


Abb. 5.7: Morphologische Änderung der Oberfläche zu Beginn des Abtrags (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064$ nm; $\tau_H = 20$ ns; $H = 330$ J/cm²; $d_f = 24$ μm ; $d_w = 0$ μm).

Eine Erklärung für dieses Abtragsverhalten liegt in der Wechselwirkung des Werkstoffs mit der Laserstrahlung einerseits und dem laserinduzierten Plasma andererseits. Der Durchmesser d_{Abl} der Ablationszone wird von der Schwellenergiedichte H_S und der Energiedichteverteilung bestimmt. Bei einem gaußförmigen Strahl mit Fokusbereich d_f ergibt sich nach [101]:

$$d_{Abl} = d_f \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{H}{H_S}}. \quad (5.1)$$

Wird die in [102] mit dem Lasersystem III ermittelte Schwellenergiedichte für Siliziumnitrid von 0,5 bis 1 J/cm² zugrunde gelegt, so ergibt sich bei der vorliegenden Energiedichte von 330 J/cm² ein theoretischer Durchmesser der Ablationszone von:

$$1,7 \cdot d_f < d_{Abl} < 1,8 \cdot d_f. \quad (5.2)$$

Diese Werte korrelieren sehr gut mit den experimentellen Beobachtungen. Der größere Durchmesser der Ablationszone für die Grundwellenlänge kann durch die Plasmaentwicklung bei hohen Leistungsdichten erklärt werden [103]. Im Infraroten wird wesentlich mehr Energie im Plasma deponiert. Das sich ausdehnende Plasma erhitzt seinerseits den Keramikwerkstoff und führt so bereits mit den ersten Laserpulsen zu einer Ablationszone, die teilweise mehr als doppelt so groß wie der Strahldurchmesser ist. Eine weitere Ursache für die Vergrößerung der Ablationszone könnte eine durch das Plasma bedingte Aufweitung des Laserstrahls sein. Auf die zerstreuernde Wirkung laserinduzierter Plasmen wurde bereits in Kapitel 3.4.3 hingewiesen.

Mit zunehmender Tiefe der Bohrkapillare folgt das Plasma der Ablationsfront in die Kapillare und bewirkt durch seinen primär radial wirkenden Abtrag eine Aufweitung der Bohrung über den Strahldurchmesser hinaus. Diese Vergrößerung des Abtragsbereichs kann auch bei 532 nm beobachtet werden, wenn die Energiedichte erhöht wird. So konnte beispielsweise für 760 J/cm² ebenfalls eine gegenüber dem nach Gleichung (5.1) berechneten Wert vergrößerte Ablationszone festgestellt werden, wenn auch nicht ganz so ausgeprägt wie für die Grundwellenlänge.

Neben dieser bisher fast ausschließlich qualitativen Betrachtung der Morphologie der Anfangsphase des Bohrprozesses sind auch quantitative Aspekte von Bedeutung. Daher wurden mit dem Laser-Scanning-Mikroskop die Tiefen der in den Abbildungen 5.2 bis 5.5 gezeigten Bohrungen vermessen. Die sich aus diesen Werten ergebende Abhängigkeit der Bohrtiefe von der Pulszahl ist in Abbildung 5.8 für die verschiedenen Wendeldurchmesser und Wellenlängen dargestellt. Das Diagramm auf der linken Seite der Abbildung zeigt detailliert die Verhältnisse für die ersten 100 Pulse, während auf der rechten Seite der Verlauf über die ersten 1000 Pulse dargestellt ist.

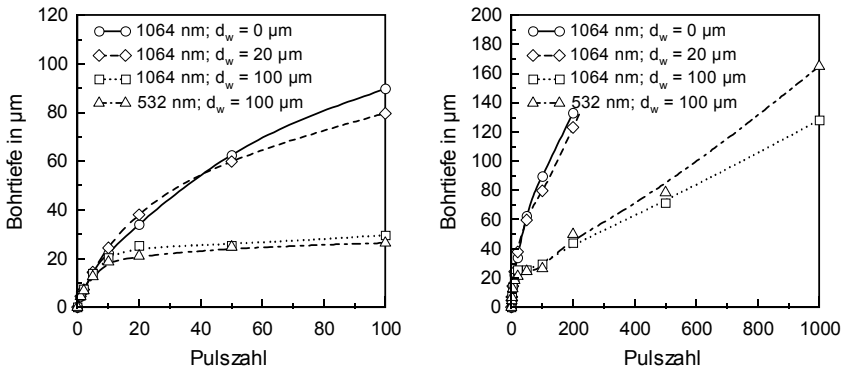


Abb. 5.8: Bohrtiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl für verschiedene Wendeldurchmesser und Wellenlängen

(Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 330 \text{ J/cm}^2$; $f_w = 11 \text{ Hz}$).

Auch hier ergeben sich wiederum einige charakteristische Merkmale:

- Für die ersten 5 Pulse ist zwischen dem Perkussionsbohren, dem Wendelbohren ohne Kern und dem Wendelbohren mit Kern kein Unterschied festzustellen. Es liegt planare Ablation vor.
- Die Bohrtiefe nimmt mit zunehmender Pulszahl stetig zu. Im Gegensatz zu [27] und [85], bei denen die Bohrtiefe für die ersten 30 Pulse nahezu konstant blieb und erst danach stetig anstieg, konnten keine sogenannten Inkubationspulse für den Beginn des Abtrags festgestellt werden. Allerdings sind die dort dargestellten Versuche nur bedingt vergleichbar, da entweder bei einer Pulsdauer von 100 ns mit sehr viel geringerer Energiedichte, oder bei vergleichbarer Energiedichte mit Pulsdauern im Bereich von 100 Pikosekunden abgetragen wurde.
- Ab etwa 10 Pulsen beginnt die Bohrtiefe für den Wendeldurchmesser $d_w = 100 \text{ µm}$ zu stagnieren, da der Laserstrahl sich auf dem Wendelkreis weiterbewegt (vgl. Abbildungen 5.4 und 5.5). Bei einer Wendelfrequenz von 11 Hz und einer Pulsfolgefrequenz von 2000 Hz verteilen sich etwa 182 Laserpulse auf dem Umfang des Wendelkreises, sodass erst nach dieser Pulszahl durch erneutes Überfahren wieder ein signifikanter Anstieg der Bohrtiefe zu erwarten ist.
- Die Kurvensteigung, die ein Maß für die Bohrrate darstellt, ist zu Beginn am höchsten, nimmt dann stark ab und geht nach etwa 50 bis 100 Pulsen in einen Bereich konstanter Steigung über. In diesem Bereich ist die Bohrkapillare vermutlich voll ausgebildet und es kommt zum Übergang von der planaren Ablation zum Tiefbohren.

Aus den ermittelten Bohrtiefen a in Abhängigkeit von der Pulszahl N kann die momentane Bohrrate bzw. Abtragsrate pro Puls

$$\dot{a} = \frac{a_{l+1} - a_l}{N_{l+1} - N_l} \quad (5.3)$$

über die Werte für den $l+1$ -ten und l -ten Messpunkt abgeschätzt werden. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass fortan immer wenn Bohrraten bzw. Abtragsraten diskutiert werden, das lineare Vordringen der Bohrspitze betrachtet wird und nicht der Volumenabtrag.

Allerdings müssen hierbei zwei Aspekte berücksichtigt werden. Zum einen können sich beim Wendelbohren durch die Stagnation der Tiefe während eines Umlaufs auf null zurückgehende Abtragsraten ergeben, zum anderen werden die Abtragsraten beim Wendelbohren gegenüber dem Perkussionsbohren unterschätzt, da mit steigendem Wendeldurchmesser die Zahl der Pulse pro Umlauf konstant bleibt und dadurch der Überlapp der von den Laserpulsen beaufschlagten Flächen abnimmt. Aus diesem Grund wird eine normierte Pulszahl eingeführt, deren Berechnung anhand von Abbildung 5.9 erläutert werden soll.

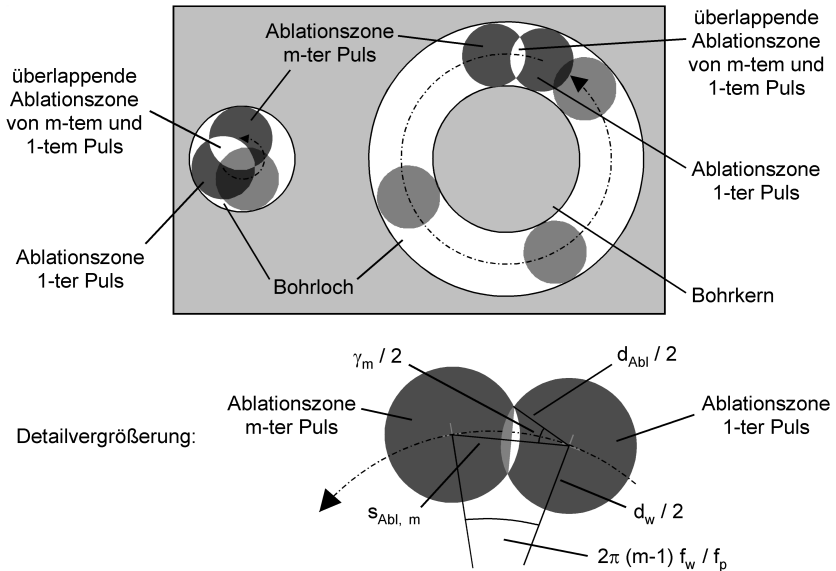


Abb. 5.9: Prinzipische Skizze zur Ermittlung der normierten Pulszahl beim Wendelbohren.

Für jeden Laserpuls m wird die überlappende Fläche $A_{Ü,m}$ der Ablationszone des m -ten Pulses mit der Ablationszone A_{Abl} des ersten Laserpulses ermittelt. Hierzu wird mit

Hilfe des Kosinussatzes der Mittenabstand $s_{Abl,m}$ zwischen der Ablationszone des ersten und m -ten Laserpulses bestimmt,

$$s_{Abl,m} = \sqrt{\frac{d_w^2}{2} \cdot \left[1 - \cos\left(2\pi(m-1)\frac{f_w}{f_p}\right) \right]}, \quad (5.4)$$

der vom Wendeldurchmesser d_w , der Wendelfrequenz f_w und der Repetitionsrate f_p des Lasersystems abhängt. Aus diesem Abstand kann der Öffnungswinkel eines Kreisabschnitts berechnet werden, welcher der halben überlappenden Ablationszone $A_{Ü,m}$ entspricht:

$$\gamma_m = 2 \cdot \arccos\left(\frac{s_{Abl,m}}{d_{Abl}}\right), \text{ für } s_{Abl,m} \leq d_{Abl} \text{ und } \gamma_m = 0, \text{ für } s_{Abl,m} > d_{Abl} \quad (5.5)$$

Für $A_{Ü,m}$ gilt dann:

$$A_{Ü,m} = \frac{d_{Abl}^2}{4} (\gamma_m - \sin \gamma_m). \quad (5.6)$$

Die normierte Pulszahl $\bar{N}(m)$ ergibt sich durch Summation aller Überlappungsflächen $A_{Ü,j}$ bis zum m -ten Puls und Division durch die Fläche der Ablationszone A_{Abl} eines Einzelpulses schließlich zu

$$\bar{N}(m) = \frac{\sum_{j=1}^m A_{Ü,j}}{A_{Abl}} \quad (5.7)$$

und geht in die normierte Abtragsrate $\dot{\bar{a}}$ ein mit:

$$\dot{\bar{a}} = \frac{a_{m+1} - a_m}{\bar{N}(m+1) - \bar{N}(m)}. \quad (5.8)$$

Mit Hilfe der normierten Pulszahl wurde die in Abbildung 5.8 dargestellte Bohrtiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl neu berechnet und die zugehörige normierte Abtragsrate nach Gleichung (5.8) bestimmt, die entsprechenden Diagramme zeigt Abbildung 5.10. Durch die Normierung ist für die ersten 20 bis 30 Pulse keine Abhängigkeit der Tiefe vom Wendeldurchmesser bzw. der Wellenlänge zu erkennen. Danach erfolgt der Übergang in einen Bereich, in welchem die Bohrtiefe linear mit der normierten Pulszahl zunimmt.

Die Bohrrate ist zu Beginn des Bohrprozesses, d. h. für die planare Ablation, am größten. Unabhängig von den untersuchten Prozessparametern werden Abtragsraten von bis zu $5 \mu\text{m}/\text{Puls}$ für die ersten Laserpulse beobachtet. Im Anschluss kommt es zu einem starken Abfall der Bohrrate, es findet mit der Ausbildung der Bohrkapillare der Übergang von der planaren Ablation zum Tiefbohren statt. Ab einer Tiefe von etwa 40 bis 90 μm geht die Abtragsrate in einen konstanten Bereich über. Das Verhältnis von Tiefe zu Durchmesser der Kapillare liegt hier bei ca. 1,6 bis 1,8 und legt die Vermutung nahe, dass die Kapillare jetzt voll ausgebildet ist. Die Höhe der normierten Abtragsrate im

konstanten Bereich steigt mit zunehmendem Wendeldurchmesser und abnehmender Wellenlänge an. Dies lässt sich durch verbesserten Materialaustrieb beim Wendelbohren und die geringere Plasmaabschirmung bei kürzeren Wellenlängen erklären.

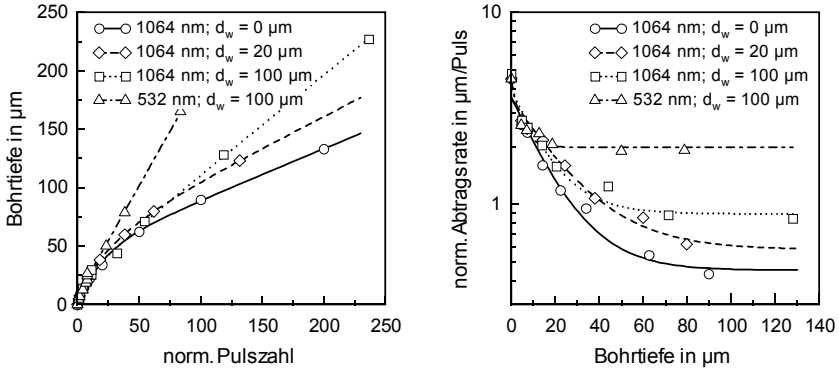


Abb. 5.10: Bohrtiefe und normierte Abtragsrate für verschiedene Wendeldurchmesser und Wellenlängen

(Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 330 \text{ J/cm}^2$; $f_w = 11 \text{ Hz}$).

5.2 Prozessverlauf bei größerer Bohrtiefe

Im weiteren Bohrfortschritt steigen die Aspektverhältnisse stetig an, sodass eine Untersuchung der Bohrergebnisse mit dem Laser-Scanning-Mikroskop aufgrund der numerischen Apertur der Objektive nicht mehr möglich ist. Weitere Erkenntnisse über den Ablauf des Bohrprozesses werden durch in situ Beobachtungen während des Bohrens erlangt. Hierbei lässt sich die Semitransparenz keramischer Werkstoffe nutzen, um das Vordringen des Bohrlochs in den Werkstoff zu beobachten. In Anlehnung an [104] wurde hierzu ein angepasster Versuchsaufbau verwendet, der in Abbildung 5.11 dargestellt ist.

Der Laserstrahl wurde durch die Optik eines Galvanometerscanners auf die Stirnseite eines 200 bis 400 μm dünnen, allseitig polierten Keramikplättchens aus Siliziumnitrid fokussiert. Durch die Beleuchtung der Probe senkrecht zur Bearbeitungsebene konnte die Ausbildung der Bohrkapillare als Schattenbild beobachtet werden. Hierzu wurde eine digitale Hochgeschwindigkeitskamera EKTAPRO HS 4540 der Firma Kodak in Verbindung mit einem Videomikroskop eingesetzt. Diese Kombination erlaubte, je nach Vergrößerung, Bildausschnitte von $300 \times 1000 \mu\text{m}^2$ bis $900 \times 3000 \mu\text{m}^2$ bei einer maximalen Bildwiederholrate von 18 kHz und einer Aufnahmekapazität von bis zu 4096 Bildern.

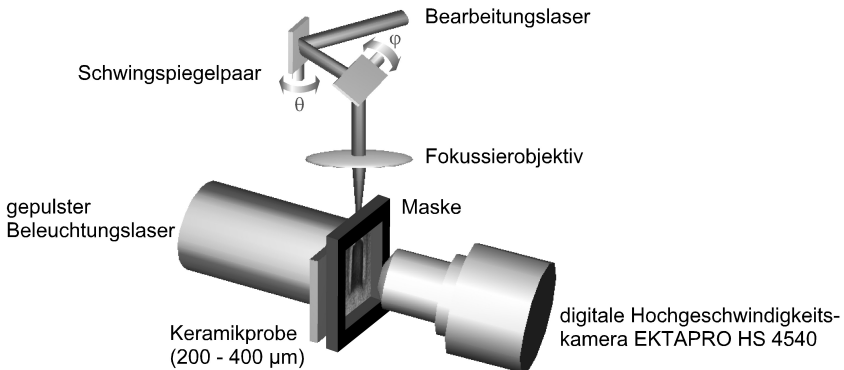


Abb. 5.11: Versuchsaufbau zur in situ Visualisierung des Bohrfortschritts.

Die kurze Belichtungszeit der Kamera von $55 \mu\text{s}$ erforderte eine extrem helle Beleuchtungsquelle. Hierzu wurde ein frequenzverdoppelter, gepulster Nd:YLF-Laser verwendet, dessen Strahl für eine homogene Beleuchtung auf einen Durchmesser aufgeweitet werden musste, welcher größer als die Probenabmessungen war. Um nun eine Überbelichtung der Kamera zu verhindern, wurde der Probenhalter gleichzeitig als abschirmende Maske eingesetzt. Darüber hinaus hatten erste Vorversuche gezeigt, dass auch das aus der Probe abströmende Materialdampf/-plasma trotz eines Linienfilters für die Beleuchtungswellenlänge im Kameratubus zu einer Überstrahlung der Aufnahme führte, sodass die Maske letztendlich kameraseitig eingesetzt werden musste. Dadurch konnten die obersten 20 bis $50 \mu\text{m}$ der Probe nicht aufgenommen werden, was allerdings nur eine untergeordnete Rolle spielt, da dieser Bereich durch die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Untersuchungen zum Bohrstart bereits umfassend charakterisiert wurde. Darüber hinaus konnte die Größe des fehlenden Bereichs in der Auswertung berücksichtigt werden, da alle Proben zusätzlich lichtmikroskopisch vermessen wurden.

Abbildung 5.12 zeigt beispielhaft aus einem Film extrahierte Bilder für einen Wendelbohrprozess mit $100 \mu\text{m}$ Wendelradius und einer Wendelfrequenz von 13 Hz. In den ersten sechs Aufnahmen ist das Umlaufen des Prozessleuchtens in der Bohrkapillare deutlich zu erkennen.

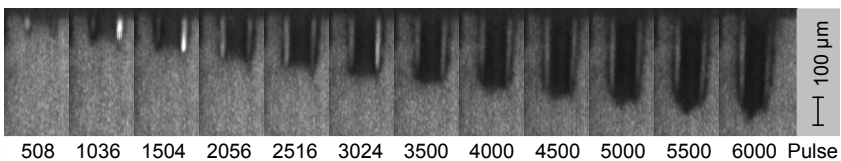


Abb. 5.12: Extrahierte Bilder einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme

(Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 150 \text{ J/cm}^2$; $d_w = 100 \mu\text{m}$).

Über einen Delay-Generator und einen Pulpicker wurden der Beleuchtungslaser und die Kamera relativ zum Bearbeitungslaser getriggert, sodass entweder nach jedem, jedem zweiten oder jedem neunten Bearbeitungspuls eine Aufnahme der Bohrkapillare erfolgte. Auf diese Weise konnten sowohl phänomenologische Beobachtungen am Bohrprozess als auch quantitative Untersuchungen zu Bohrtiefen und tiefenabhängigen Abtragsraten durchgeführt werden. Dabei hat sich gezeigt, dass unabhängig von unterschiedlichsten Prozessparametern wie Energiedichte, Wendeldurchmesser, Wellenlänge oder Pulsdauer definierte Phasen im Bohrprozess beobachtet werden können. Im Folgenden werden die Ergebnisse exemplarisch für ausgewählte Parameter dargestellt. Auf den Einfluss der oben genannten Parameter wird ausführlich in Kapitel 5.3 eingegangen.

5.2.1 Phase des konstanten Bohrfortschritts

Die Untersuchungen zum Beginn des Bohrprozesses haben gezeigt, dass nach dem Bohrstart mit hoher Bohrrate diese stark abnimmt, um danach in einen Bereich konstanter Abtragsrate überzugehen. Abbildung 5.13 zeigt den Verlauf der Bohrtiefe über der normierten Pulszahl sowie die daraus ermittelte tiefenabhängige Abtragsrate für das Perkussionsbohren und das Wendelbohren. Der in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen fehlende, oben bereits erwähnte Anfangsbereich wurde durch Messwerte ergänzt, die mit Hilfe des Laser-Scanning-Mikroskops ermittelt wurden.

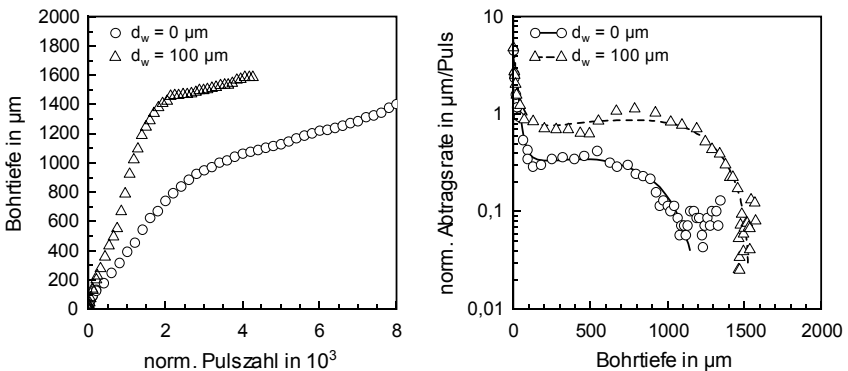


Abb. 5.13: Bohrtiefe und normierte Abtragsrate für das Perkussions- und Wendelbohren (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 350 \text{ J/cm}^2$; $f_w = 13 \text{ Hz}$).

In beiden Fällen zeigt sich sehr schön, dass die Bohrrate zu Beginn am höchsten ist, dann stark abnimmt und schließlich über einen mehr oder weniger großen Tiefenbereich hinweg konstant bleibt. Dies ist im rechten Diagramm von Abbildung 5.13 direkt zu sehen und im linken Diagramm an den Kurvensteigungen zu erkennen. In einer Tiefe von 0,8 bzw. 1,2 mm kommt es zu einem weiteren abrupten Abfall der Abtragsrate um etwa eine

Größenordnung mit anschließender starker Fluktuation der Bohrrate. Hier zeichnet sich ein Bohrstopp ab, der im nachfolgenden Abschnitt noch diskutiert werden wird. Zunächst soll jedoch noch eine weitere Darstellung eingeführt werden, anhand derer eine einfache mathematische Beschreibung der verschiedenen Phasen des Bohrprozesses motiviert wird.

Wird die Bohrtiefe doppellogarithmisch über der normierten Pulszahl aufgetragen, so ergibt sich der in Abbildung 5.14 dargestellte Verlauf. Im linken Diagramm ist der gesamte Bohrprozess dargestellt, während das rechte Diagramm den Bereich ab 50 Pulsen nochmals detaillierter wiedergibt.

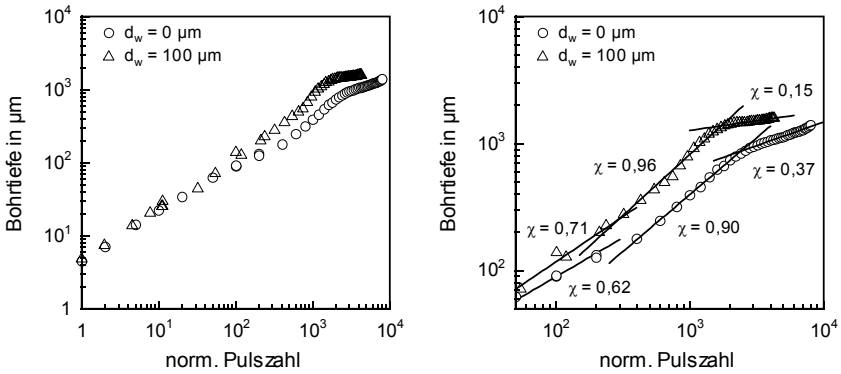


Abb. 5.14: Bohrtiefe in Abhängigkeit von der normierten Pulszahl für das Perkussions- und Wendelbohren: vollständiger Pulszahlbereich (links) und Detailvergrößerung (rechts)

(Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 350 \text{ J/cm}^2$; $f_w = 13 \text{ Hz}$).

In dieser Darstellung sind drei ausgeprägte Phasen des Bohrprozesses zu erkennen, die durch folgenden mathematischen Zusammenhang zwischen der Bohrtiefe a und der normierten Pulszahl \bar{N} beschrieben werden können:

$$a \sim \bar{N}^\chi, \quad (5.9)$$

wobei χ die charakteristische Steigung der einzelnen Regime darstellt. Für die normierte Abtragsrate \dot{a} gilt somit:

$$\dot{a} \sim \chi \bar{N}^{\chi-1}. \quad (5.10)$$

Der Wert $\chi < 1$ zu Beginn des Bohrprozesses beschreibt dabei die Abnahme der Abtragsrate beim Übergang von der planaren Ablation zum Tiefbohren. In der folgenden Phase mit konstanter Bohrrate ergibt sich die Steigung $\chi \approx 1$, wobei die normierte Abtragsrate

für das Wendelbohren größer ist als beim Perkussionsbohren. Danach schließt sich eine Phase mit einer Steigung $\chi \ll 1$ an, die beim Perkussionsbohren früher als beim Wendelbohren auftritt. Diese letzte Phase wird nun im folgenden Abschnitt näher betrachtet.

5.2.2 Stopp des Bohrfortschritts

Anhand der Abbildungen 5.15 bis 5.17 sollen die Phänomene in der Region des zweiten steilen Abfalls der Bohrrate erläutert werden. Die im Diagramm der Abbildung 5.15 links dargestellten vier aufeinanderfolgenden Versuche wurden mit im Rahmen der Einstellungsgenauigkeit identischen Parametern durchgeführt und zeigen bis zu einer Pulszahl von etwa 15000 Pulsen einen übereinstimmenden Verlauf.

Nach einem linearen Anstieg der Bohrtiefe mit der Pulszahl kommt es nach etwa 5000 Pulsen zu einer plötzlichen Stagnation des Bohrprozesses in einer Tiefe knapp oberhalb von einem Millimeter. Dies ist auch in den aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen extrahierten Schattenbildern der Bohrkapillare sehr gut zu erkennen. Während sich in den Versuchen zwei und vier die Bohrtiefe mit zunehmender Pulszahl praktisch nicht mehr ändert, nimmt sie in den Versuchen eins und drei ab etwa 15000 Pulsen plötzlich wieder linear mit der Pulszahl zu. Nach weiteren 10000 Pulsen bricht der Bohrprozess auch für diese beiden Versuche in einer Tiefe von etwa 2,3 mm abrupt ab.

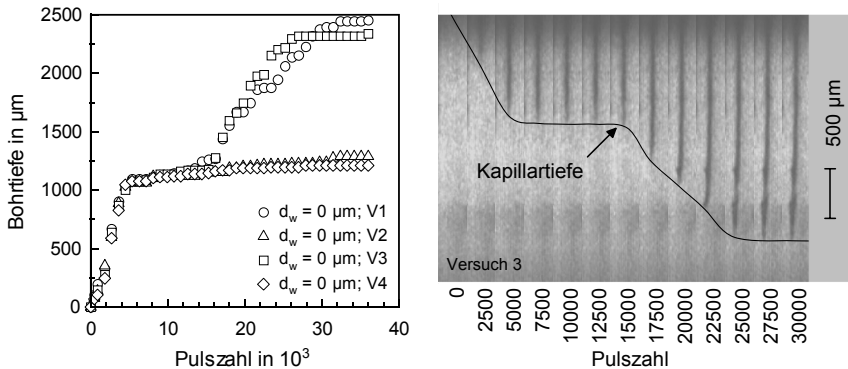


Abb. 5.15: Bohrtiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl bei identischen Parametern: Versuchsdaten (links) und extrahierte Videobilder für Versuch 3 (rechts) (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 175 \text{ J/cm}^2$; $d_w = 0 \mu\text{m}$).

Wird, wie in Abbildung 5.16, die doppeltlogarithmische Darstellung für die Abhängigkeit der Bohrtiefe von der Pulszahl gewählt, so sind die auftretenden Phasen deutlich durch die unterschiedlichen charakteristischen Steigungen χ zu differenzieren. Hierbei zeigt sich auch, dass nach den ersten 5000 Pulsen genaugenommen kein abrupter Stopp des Bohrprozesses stattfindet, sondern eine sehr starke Verlangsamung.

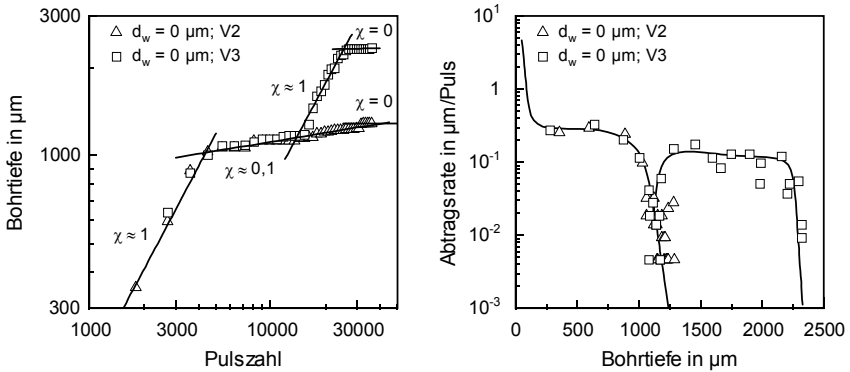


Abb. 5.16: Bohrertiefe und Abtragsrate in der Region des Bohrstopps

(Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 175 \text{ J/cm}^2$; $d_w = 0 \text{ µm}$).

Die ebenfalls in Abbildung 5.16 aufgetragene Abtragsrate fällt hier sehr schnell um bis zu zwei Größenordnungen von $0,3 \text{ µm/Puls}$ auf Werte um 10 nm/Puls mit mehr oder minder starken Fluktuationen. Während ein Teil der Bohrungen auf diesem niedrigen Niveau verhardt, erreichen andere nochmals einen Bereich konstanter Bohrrate, in welchem die Rate mit $0,1$ bis $0,2 \text{ µm/Puls}$ nahezu vergleichbare Absolutwerte mit denjenigen im ersten linearen Bereich aufweist. Danach zeigen auch diese Bohrungen einen ausgeprägten Abfall der Bohrrate bzw. einen Bohrstopp. Das zuvor in allen vier Versuchen während des Abtrags zu beobachtende Prozessleuchten erlischt.

Um die beobachteten Ergebnisse besser zu verstehen, wurde die Geometrie der Bohrkapillare für die Phase des Bohrstopps näher untersucht. Abbildung 5.17 zeigt zwei dabei auftretende typische Phänomene. Vor dem Erreichen der Endtiefe wird ein Auswandern der Bohrkapillare in einer Ebene senkrecht zur Polarisationsrichtung beobachtet. Wie die lichtmikroskopische Aufnahme nach Ende des Bohrprozesses zeigt, ist die Richtung des Auswanderns in dieser Ebene nicht vorherbestimmbar und hängt höchstwahrscheinlich stark von Inhomogenitäten im Material oder im Strahlprofil des Lasers ab. Dass dieses Auswandern der Bohrkapillare immer senkrecht zur Polarisationsrichtung erfolgt, wurde bereits in mehreren Untersuchungen für keramische und metallische Werkstoffe und einen weiten Pulsdauerbereich festgestellt [27, 105, 106]. Diese an die Polarisationsrichtung gekoppelte Asymmetrie kann durch die Verwendung zirkularer Polarisation oder schnell rotierender linearer Polarisation vermieden werden [107].

Zusätzlich zum Abknicken der Bohrkapillare kann in der Phase kurz vor Erreichen des Bohrstopps auch ein Aufspalten der ursprünglichen Kapillare in eine Vielzahl von Unterkapillaren erfolgen, in welchen der Bohrprozess allerdings recht schnell zum Erliegen kommt. Dieses Aufspalten ist in der lichtmikroskopischen Aufnahme rechts in Abbildung 5.17 zu erkennen.

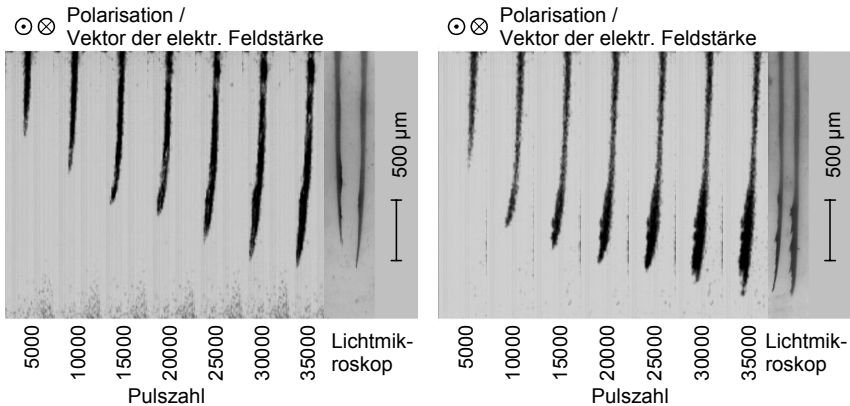


Abb. 5.17: Phänomene in der Phase des Bohrstopps: Abknicken (links) und Aufspalten (rechts) der Bohrkapillare (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 175 \text{ bzw. } 250 \text{ J/cm}^2$).

Aus den bisherigen Untersuchungen können damit folgende Bohrregime abgeleitet werden:

- **Bohrstart**

Höchste Ablationsrate, die jedoch schnell abnimmt.
Charakteristische Steigung $\chi \approx 0,6$ bis $0,7$.

- **konstanter Bohrfortschritt**

Stabiler Prozess mit nahezu konstanter Rate.
Charakteristische Steigung $\chi \approx 0,9$ bis 1 .

- **Bohrstopp**

Instabiler Prozess, sehr schnell fallende Rate.
Charakteristische Steigung $\chi \approx 0,01$ bis $0,3$.

Die geschilderten experimentellen Befunde lassen sich mit Hilfe eines Modellansatzes erklären, der in Kapitel 6 ausführlich diskutiert wird. Zuvor werden allerdings noch einige weitere Einflussgrößen auf den Bohrprozess geschildert, die zum Verständnis der Modellvorstellung beitragen.

5.3 Weitere Einflussgrößen auf Bohrprozess und Bohrlochgeometrie

Eingangs dieses Kapitels wurde bereits erwähnt, dass die bisher gezeigten Ergebnisse qualitativ weitgehend unabhängig von verschiedensten Prozessparametern sind. Im Folgenden werden nun die Auswirkungen von Parametern wie Energiedichte, Wendeldurchmesser, Wellenlänge und Pulsdauer sowohl auf die einzelnen Phasen im Bohrprozess als auch auf die Bohrlochgeometrie betrachtet.

5.3.1 Energiedichte

Der Einfluss der Energie- bzw. Leistungsdichte auf den Bohrprozess und die Bohrgeometrie sind für das Perkussionsbohren aus zahlreichen Untersuchungen bekannt [108–110]. Wird der Bohrprozess unmittelbar nach dem Durchtritt des Laserstrahls durch das Werkstück gestoppt, wird meist ein Austrittsdurchmesser beobachtet, der wesentlich kleiner als der Eintrittsdurchmesser ist. Häufig sind am Austritt auch starke Abweichungen von der Kreisform zu beobachten, welche an die Polarisationsrichtung gekoppelt sind und auf die bereits im vorangegangenen Abschnitt hingewiesen wurde. Zum Aufweiten des Austrittsdurchmessers haben sich dabei folgende Maßnahmen bewährt:

- Steigerung der Pulszahl über die zum Durchbohren erforderliche hinaus, wobei die Zahl der zur Aufweitung erforderlichen Pulse ein Vielfaches der zum Durchbohren notwendigen Pulse betragen kann.
- Erhöhung der am Austritt wirkenden Leistungsdichte.

Eine Steigerung der Leistungsdichte am Bohrungsaustritt kann durch Variation der Pulsenergie und der Fokusslage erreicht werden, am einfachsten jedoch durch Erhöhen der für den gesamten Bohrvorgang eingestellten Pulsenergie.

Wie sich eine Erhöhung der Pulsenergie im Bohrprozess auswirkt, zeigt Abbildung 5.18 für das Perkussionsbohren. Sowohl in der Phase des Bohrstarts als auch in der Phase konstanter Abtragsrate zeigt sich nur ein geringer Einfluss der Energiedichte auf den Prozess. Mit zunehmender Energiedichte dringt die Bohrung geringfügig schneller vor und die charakteristische Steigung χ liegt näher am theoretischen Wert eins. Das Ende der linearen Phase und die Verlangsamung des Bohrprozesses erfolgt mit zunehmender Energiedichte allerdings in deutlich größer Tiefe und auch die maximal erzielbare Bohrtiefe steigt an.

Für das Wendelbohren kann, wie in Abbildung 5.19 ersichtlich, ein ähnliches Verhalten beobachtet werden. Allerdings ist hier schon zu Beginn des Bohrprozesses ein ausgeprägter Einfluss der Energiedichte festzustellen. In der Phase des konstanten Bohrfortschritts steigen die Abtragsraten mit zunehmender Energiedichte, bleiben über einen weiten Zeitraum konstant und scheinen im Gegensatz zum Perkussionsbohren sogar

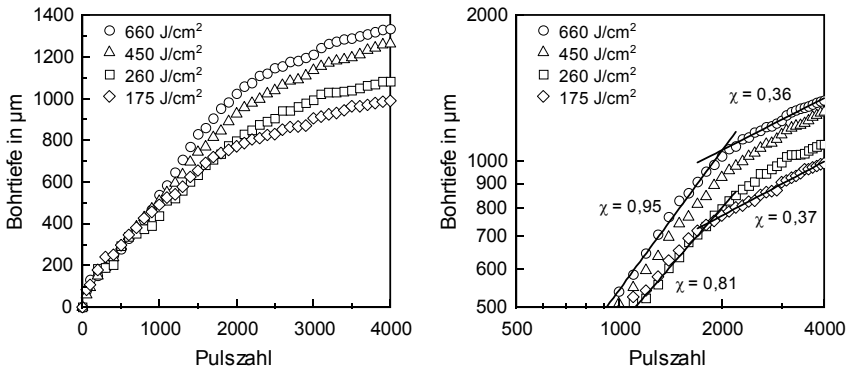


Abb. 5.18: Bohrfortschritt beim Perkussionsbohren für verschiedene Energiedichten (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $d_w = 0 \text{ }\mu\text{m}$).

leicht anzusteigen ($\chi > 1$). Nach dieser Phase kommt es dann auch hier wiederum zu einer starken Reduktion der Abtragsrate. Der Zeitpunkt für die Verlangsamung und die erreichbare maximale Bohrtiefe sind ebenso wie beim Perkussionsbohren von der Energiedichte abhängig.

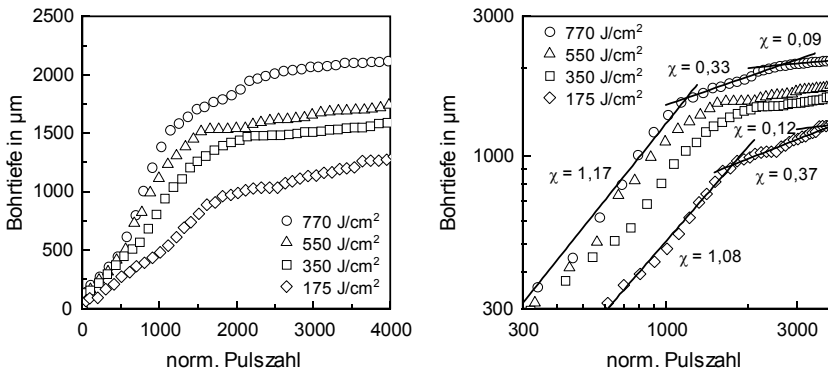


Abb. 5.19: Bohrfortschritt beim Wendelbohren für verschiedene Energiedichten (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $d_w = 100 \text{ }\mu\text{m}$; $f_w = 13 \text{ Hz}$).

Die Auswirkungen der Energiedichteerhöhung auf die Bohrgeometrie beim Wendelbohren sind in Abbildung 5.20 dargestellt. Hierzu wird der Verlauf des Eintrittsdurchmessers und des Durchmesserhältnisses betrachtet, welches als Quotient von Austritts- zu Eintrittsdurchmesser definiert ist und eine gute Abschätzung der Zylindrizität einer Bohrung ermöglicht.

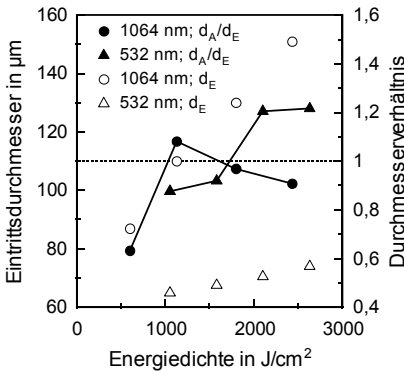


Abb. 5.20: Einfluss der Energiedichte auf die Bohrungsgeometrie (Si_3N_4 ; $\tau_H = 10$ ns; $f_p = 1$ kHz; $d_w = 50$ μm ; $f_w = 21$ Hz).

Für Durchmesserhältnisse kleiner eins liegt eine positiv konische, sich in Propagationsrichtung des Laserstrahls verjüngende Bohrung vor, bei Werten größer eins eine negativ konische, sich aufweitende Bohrung. Ein Durchmesserverhältnis identisch eins stellt somit eine zylindrische Bohrung dar.

Es zeigt sich, dass es durch die Erhöhung der Pulsenergie gelingt, den Eintrittsdurchmesser zu erreichen und sogar zu übertreffen. Dieses Ergebnis kann auch für das Wendelbohren weiterer keramische Werkstoffe wie Aluminiumoxid oder Zirkonoxid gefunden werden [111, 112]. Allerdings ist bei sehr hohen Energiedichten eine Beeinträchtigung der Eintrittsgeometrie möglich. Dies lässt sich durch Variation der Energie während der Anbohrphase vermeiden.

5.3.2 Wendeldurchmesser

In den bisherigen Vergleichen wurde das Perkussionsbohren dem Wendelbohren mit einem Wendeldurchmesser von 100 μm gegenübergestellt, für welches immer ein Bohrkern vorhanden ist. Inwiefern sich eine Variation des Wendeldurchmessers und damit die Existenz eines Bohrkerns auf den Prozess auswirkt, soll im Weiteren betrachtet werden.

Die Abbildungen 5.21 und 5.22 zeigen den Bohrfortschritt in Abhängigkeit vom Wendeldurchmesser für die Grundwellenlänge und die erste Harmonische. Unabhängig von der Wellenlänge ergibt sich in beiden Fällen ein ähnlicher Verlauf. Bezogen auf die normierte Pulszahl dringen die Wendelbohrungen schneller in die Tiefe vor als die Perkussionsbohrungen. Mit zunehmendem Wendeldurchmesser nähert sich die charakteristische Steigung χ in der Phase des konstanten Bohrfortschritts immer mehr dem Wert eins an und kann ihn im Rahmen der Messgenauigkeit auch geringfügig überschreiten.

Das Ende der linearen Phase und die Verlangsamung des Bohrprozesses beginnt mit steigendem Wendeldurchmesser erst in größeren Tiefen. Während für das Perkussions- und das Wendelbohren mit geringen Wendeldurchmessern bei diesen Parametern kein ausgeprägter Bohrstopp auftritt, verlangsamt sich der Bohrprozess für $d_w = 100$ μm deutlich schneller. Ausgehend vom Perkussionsbohren über das Wendelbohren mit

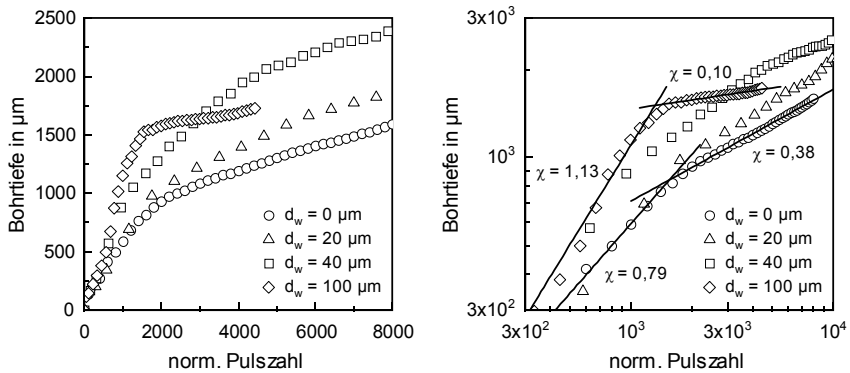


Abb. 5.21: Bohrfortschritt für verschiedene Wendeldurchmesser bei 1064 nm
 $(\text{Si}_3\text{N}_4; \lambda = 1064 \text{ nm}; \tau_H = 20 \text{ ns}; f_p = 2000 \text{ Hz}; H = 550 \text{ J/cm}^2; f_w = 13 \text{ Hz}).$

$d_w = 20 \mu\text{m}$ sowie $d_w = 40 \mu\text{m}$ nimmt der Bohrungsdurchmesser und damit auch der Kapillardurchmesser zu, da kein Bohrkern vorhanden ist. Dadurch sinkt das Verhältnis von Kapillarlänge zu Kapillardurchmesser. Beim Wendelbohren mit $d_w = 100 \mu\text{m}$ bleibt in der Bohrung ein Kern stehen, wodurch sich das Verhältnis von Spurtiefe zu -breite wieder vergrößert. Die Spurbreite ist in diesem Fall sogar geringer als der Bohrungsdurchmesser beim Perkussionsbohren, sodass das Aspektverhältnis größere Werte als beim Perkussionsbohren erreicht.

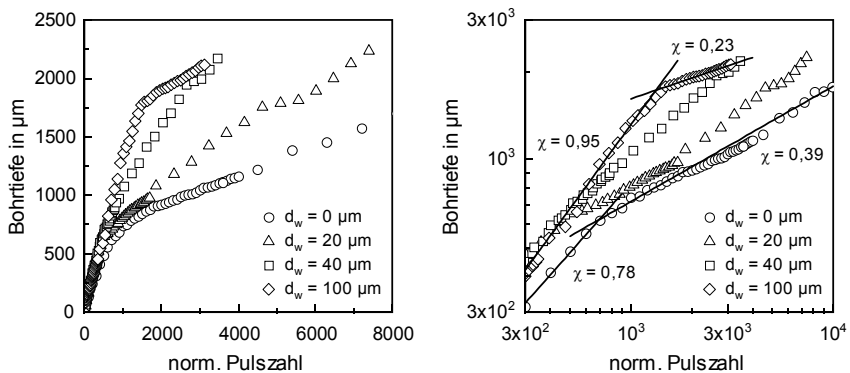


Abb. 5.22: Bohrfortschritt für verschiedene Wendeldurchmesser bei 532 nm
 $(\text{Si}_3\text{N}_4; \lambda = 532 \text{ nm}; \tau_H = 20 \text{ ns}; f_p = 2000 \text{ Hz}; H = 550 \text{ J/cm}^2; f_w = 13 \text{ Hz}).$

Untersuchungen an Siliziumnitrid mit Laserpulsen im Bereich mehrerer hundert Pikosekunden haben gezeigt, dass durch Einsatz des Wendelbohrens das Erreichen eines Durchmesserverhältnisses von eins wesentlich erleichtert wird. Hierzu wurde im Ver-

gleich zum Perkussionsbohren nur die halbe Pulsenergie benötigt. Ein Optimum bezüglich des Durchmesserverhältnisses wurde erreicht, wenn Wendeldurchmesser und Fokusbereich nahe beieinander lagen [79].

5.3.3 Wellenlänge

Generell ergaben sich in allen Versuchen für die infrarote und die grüne Wellenlänge ähnliche Verläufe der Bohrtiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl. Im Weiteren wird nun explizit ein Vergleich bezüglich der Wellenlängen vorgenommen.

Abbildung 5.23 zeigt den Bohrfortschritt für das Perkussions- und Wendelbohren bei unterschiedlichen Wellenlängen. Für beide dargestellten Energiedichten dringen die Bohrungen unabhängig vom Wendeldurchmesser in der ersten Harmonischen anfangs schneller in die Tiefe vor. Ab einer Bohrtiefe etwas unterhalb eines Millimeters werden dann jedoch bei gleicher Pulszahl in der Grundwellenlänge größere Tiefen erreicht. Eine Ausnahme hingegen bildet das Wendelbohren mit $d_w = 100 \mu\text{m}$ bei der höheren Energiedichte. Hier werden mit einer Wellenlänge von 532 nm über den gesamten Bereich größere Bohrtiefen erreicht.

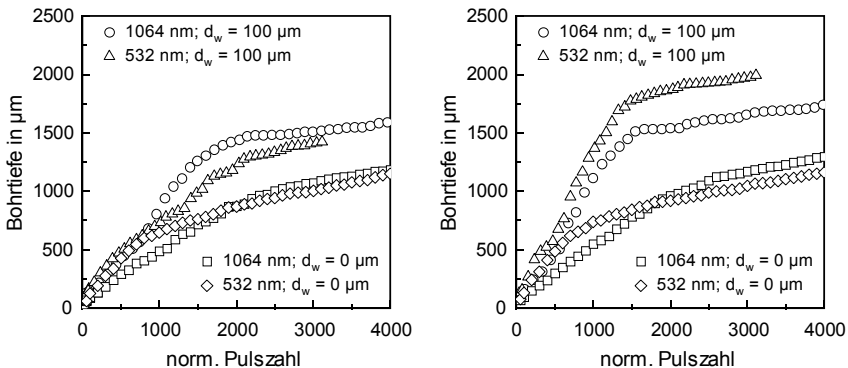


Abb. 5.23: Bohrfortschritt bei verschiedenen Wellenlängen für unterschiedliche Energiedichten: $H = 350 \text{ J/cm}^2$ (links) und $H = 550 \text{ J/cm}^2$ (rechts) (Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$).

Dieses uneinheitliche Bild wird etwas klarer, wenn die unterschiedlichen Fokus- sowie die daraus resultierenden Bohrungsdurchmesser berücksichtigt werden und das Bohrvolumen zum Vergleich herangezogen wird. Hierzu kann beim Perkussionsbohren näherungsweise die Bohrtiefe mit dem Durchmesser der Ablationszone multipliziert werden, während beim Wendelbohren vom Volumen eines Hohlzylinders ausgegangen wird, bei welchem die Spurbreite der Ablationszone und die Bohrtiefe die bestimmenden Größen sind. Allerdings würde diese Näherung für das Wendelbohren in der Anfangsphase, ins-

besondere innerhalb eines Umlaufs, zu fehlerhaften Ergebnissen führen. Daher wurde für die Bohrungen bei der Energiedichte von 350 J/cm^2 die Möglichkeit genutzt, Volumina automatisiert mit dem Laser-Scanning-Mikroskops zu bestimmen. Auf diese Weise konnten exaktere Messwerte für die Anfangsphase bis etwa 200 Laserpulse (Perkussions-) bzw. 1000 Pulse (Wendelbohren) ermittelt werden.

In Abbildung 5.24 ist der Verlauf des Bohrvolumens über der realen Pulszahl dargestellt. Eine Normierung der Pulszahl für das Wendelbohren ist in diesem Fall nicht erforderlich, da Abtragsvolumina direkt verglichen werden. Bereits mit den ersten Laserpulsen werden sowohl mit dem Perkussions- als auch mit dem Wendelbohren in der Grundwellenlänge größere Abtragsvolumina erreicht und dies nicht nur in der Anfangsphase, sondern während des gesamten Bohrprozesses. Abbildung 5.25 verdeutlicht speziell für das Wendelbohren bei verschiedenen Wellenlängen diese Verhältnisse nochmals bei niedrigen und hohen Pulszahlen.

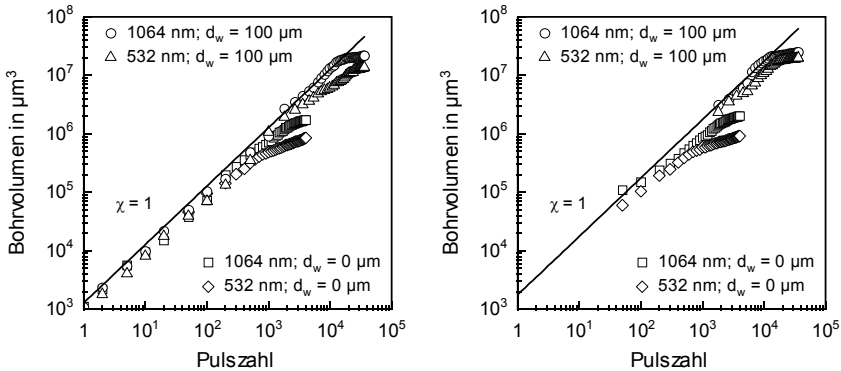


Abb. 5.24: Bohrvolumen in Abhängigkeit von der Pulszahl für unterschiedliche Wellenlängen und Energiedichten: $H = 350 \text{ J/cm}^2$ (links) und $H = 550 \text{ J/cm}^2$ (rechts) (Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$).

Für das Bohrvolumen V_B ergibt sich bei beiden Wellenlängen ebenfalls über einen weiten Bereich eine lineare Abhängigkeit von der Pulszahl N ,

$$V_B \sim N^\chi \text{ mit } \chi \approx 1, \quad (5.11)$$

bevor sich der Bohrprozess schnell verlangsamt und zum Erliegen kommt ($\chi \ll 1$). Die Abnahme der Volumenabtragsrate erfolgt für beide Wellenlängen beim Perkussionsbohren früher als beim Wendelbohren.

Bei einer Effizienz der Frequenzkonversion von ca. 60% erscheint der Einsatz frequenzverdoppelter Strahlung zur Erhöhung der Bohrrate nur begrenzt sinnvoll. Darüber hinaus haben Versuche mit einem frequenzvervierfachen Festkörperlaser gezeigt, dass ein

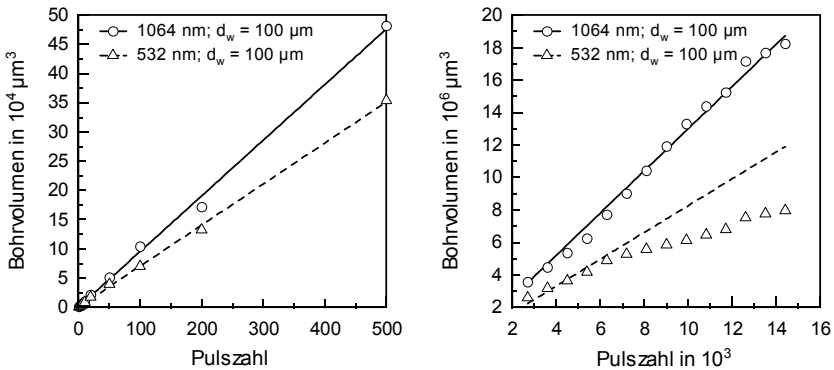


Abb. 5.25: Bohrvolumen in Abhängigkeit von der Pulszahl für unterschiedliche Wellenlängen: niedrige (links) und hohe Pulszahlen (rechts)
(Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 350 \text{ J/cm}^2$; $f_w = 13 \text{ Hz}$).

Durchmesserverhältnis von eins für kürzere Wellenlängen, wenn überhaupt, wesentlich schwieriger zu erreichen ist [79]. Dies entspricht den Erfahrungen beim Bohren mit Excimer-Lasern, die zeigen, dass es bei hohen Aspektverhältnissen nicht gelingt zylindrische Bohrungen in Siliziumnitrid und Aluminiumoxid herzustellen [113]. Es liegt die Vermutung nahe, dass dies nicht nur an der beim Excimer-Laser verwendeten Maskenabbildung liegen könnte, sondern auch am unterschiedlichen Einkoppelverhalten von ultravioletter im Vergleich zu längerwelliger Strahlung.

5.3.4 Pulsdauer

Hinsichtlich des Einflusses der Pulsdauer auf den Bohrfortschritt finden sich in [104] Untersuchungen zum Perkussionsbohren von Siliziumnitrid. In diesen Experimenten kamen ein lampengepumptes System mit einer Pulsdauer von 100 ns und ein diodengepumptes System mit einer Pulsdauer von 25 ns zum Einsatz. Abbildung 5.26 stellt den aus diesen Daten ermittelten Verlauf der Bohrtiefe über der Pulszahl sowie der Abtragsrate über der Bohrtiefe dar. Auch in diesen Versuchen zeigt sich der bereits bekannte Verlauf. Die Bohrrate ist anfangs am höchsten, nimmt dann stark ab und bleibt schließlich über einen mehr oder weniger großen Tiefenbereich hinweg konstant. Für die längere Pulsdauer wird bei gleicher Energiedichte eine höhere Anfangsbohrrate, aber dann eine geringere Endbohrrate erreicht. Bei der Pulsdauer von 100 ns liegt vermutlich auch hier in der Phase des Bohrstopps das bereits bekannte Phänomen des Stoppens und Weiterlaufens vor, bevor der Bohrprozess schließlich vollständig zum Erliegen kommt und das in der Bohrlochspitze beobachtete Prozessleuchten erlischt.

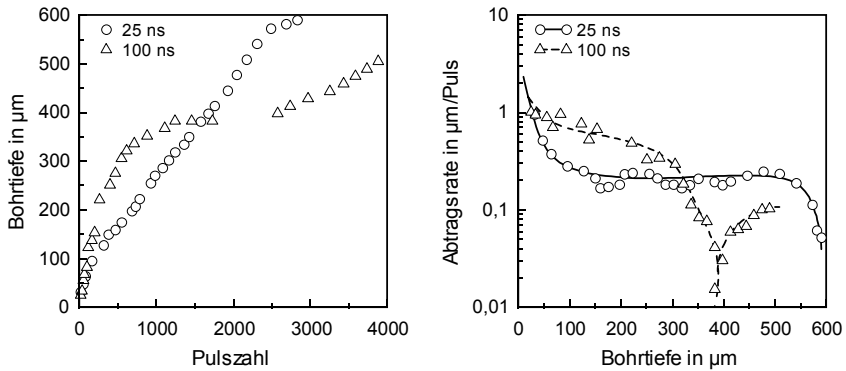


Abb. 5.26: Bohrtiefe [104] und Abtragsrate bei unterschiedlichen Pulsdauern (Si_3N_4 ; $\lambda = 1047$ bzw. 1064 nm; $f_p = 1000$ Hz; $H = 43$ J/cm²; $d_w = 0$ μm).

Es ist interessant, dass ein Großteil der in diesem Kapitel geschilderten Phänomene in einem weiten Pulsdauerbereich von 125 fs bis 100 ns und an völlig unterschiedlichen Materialien wie Siliziumnitrid, Diamant und PMMA beobachtet werden konnte [114-116]. Auch für metallische Werkstoffe liegen für ein vergleichbares Spektrum an Prozessparametern konkrete Beobachtungen vor, die auf ein ähnliches Bohrverhalten schließen lassen [117].

6 Modellansatz zum Bohren mit Kurzpuls-Festkörperlasern

Die in den Kapiteln 3 und 5 dargestellten theoretischen Betrachtungen und experimentellen Beobachtungen sollen im Folgenden zu einer phänomenologischen Modellvorstellung aufgearbeitet werden, die sowohl für das Perkussions- als auch das Wendelbohren keramischer Werkstoffe Gültigkeit hat. Hierbei gilt es die Einflussfaktoren auf die Energieeinkopplung in der Bohrung sowie auf den resultierenden Materialabtrag und -austrieb zu ermitteln und zu gewichten, um so ein tiefgreifenderes Verständnis für den Bohrprozess zu gewinnen. Wesentliche Aspekte werden hierbei das Absorptionsverhalten keramischer Werkstoffe und die Mechanismen bei der Ausbildung der Bohrgeometrie spielen. Ausgangspunkt der Überlegungen stellt dabei das sogenannte Hirschegg-Modell zum Laserbohren dar [28, 118-120].

6.1 Absorption keramischer Werkstoffe

Im Gegensatz zu den reinen Keramiken zeigen technische Keramiken in dem als Transmissionsfenster bezeichneten Wellenlängenbereich ein deutlich anderes Verhalten. Streuung und Absorption an Störstellen wie z. B. Verunreinigungen und Korngrenzen erniedrigen die optische Eindringtiefe für technische Keramiken so weit, dass auch mit den hier eingesetzten Laserwellenlängen im sichtbaren und infraroten Spektrum ein Aufheizen auf Zerfallstemperatur möglich wird. Bei Erreichen der Zerfallstemperatur steigt einerseits die Reflexion stark an, andererseits wird die Eindringtiefe weiter verringert. Dieses Verhalten wurde in Kapitel 3.2, in welchem die optischen Eigenschaften technischer Keramiken beschrieben wurden, ausführlich dargestellt.

Das starke Anwachsen des Reflexionsgrads bei Erreichen der Zerfallstemperatur kann durch die Ausbildung einer hochreflektierenden metallischen Phase mit geringer optischer Eindringtiefe erklärt werden. Für die Existenz einer hochabsorbierenden Schicht sprechen dabei die beiden in Kapitel 3.4.4 geschilderten experimentellen Befunde:

- Sowohl in den mit ns-Laserpulsen als auch in den mit ps-Laserpulsen durchgeführten Transmissionsexperimenten an dünnen Keramikproben wurde während der Ablation eine um eine Größenordnung niedrigere Transmission gemessen als vor der Laserbehandlung. Während für Aluminiumnitrid die Transmission nach der Ablation auf niedrigem Niveau verblieb, erreichte sie für Aluminiumoxid wieder nahezu den Ausgangswert. Der Abfall der Transmission während der Ablation ist

wesentlich durch Plasmawechselwirkung bedingt, die bleibende Absenkung der Transmission für Aluminiumnitrid allerdings nicht.

- Die durchgeführten Auger-Untersuchungen zeigten bei Aluminiumnitrid eine Veränderung der chemischen Zusammensetzung bis in eine Tiefe von mehreren Zehntel Mikrometern. Bei konstantem Aluminiumanteil konnte eine verringerte Stickstoff- und eine erhöhte Sauerstoffkonzentration nachgewiesen werden.

Es spricht daher vieles für die Annahme, dass sich während der Bestrahlung mit intensiver Laserstrahlung eine Schicht mit geringer optischer Eindringtiefe ausbildet. Nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur kann, je nach Keramikart, durch Oxidation der metallischen Phase eine chemisch modifizierte, stark absorbierende Schicht zurückbleiben. Für Aluminiumnitrid wurde ihre optische Wirksamkeit nach der Ablation nachgewiesen und ist für andere nichttoxische Keramiken zu vermuten, wohingegen im Fall von Aluminiumoxid die oxidierte Schicht ähnliche Eigenschaften wie der Grundwerkstoff zu besitzen und ihre Wirksamkeit zu verlieren scheint. Berechnungen zur optischen Eindringtiefe l_a der hochabsorbierenden Oberflächenschicht für Aluminiumnitrid ergaben Werte zwischen 90 und 100 nm mit geringer spektraler Abhängigkeit und liegen somit im Bereich der Eindringtiefe metallischer Werkstoffe [86].

Die in Kapitel 5.1 dargestellten LSM-Aufnahmen des Bohrstarts zeigen für die ersten ein bis zwei Pulse ein Abplatzen einzelner Keramikkörner aus dem Werkstoffverbund und danach die Ausbildung einer hemisphärischen Vertiefung mit homogenerer Oberfläche, in welcher die Keramikkörner ohne auszubrechen auch partiell abgetragen werden. Dies legt die Vermutung nahe, dass für den Aufbau einer Schicht mit ausreichender Absorption, welche den Übergang von einer Volumenwärmequelle zu einer Oberflächenwärmequelle bewirkt, je nach Energiedichte und Pulsdauer mehrere Pulse erforderlich sein können. Somit kann auch hier von Inkubation gesprochen werden, wenn auch nicht für den Abtrag selbst, wie in Kapitel 5.1 diskutiert, sondern allgemein für den Aufbau höherer Absorption durch die Ausbildung einer hochabsorbierenden Schicht.

6.2 Phasen der Bohrlochausbildung

Eine Analyse der bisher dargestellten experimentellen Befunde zur Ausbildung der Bohrkapillare und dem Fortschritt des Bohrprozesses führt zu dem Schluss, dass sich für alle Versuche ein ähnliches charakteristisches Verhalten der Bohrtiefe über der Pulszahl bzw. der Abtragsrate über der Bohrtiefe ergibt. In diesem Zusammenhang sei nochmals darauf hingewiesen, dass immer wenn Bohr- bzw. Abtragsraten diskutiert werden, das lineare Vordringen der Bohrspitze betrachtet wird und nicht der Volumenabtrag. Die Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen eine vereinfachte Darstellung experimenteller Ergebnisse. Die charakteristischen Phasen der Bohrlochausbildung werden nachfolgend mit römischen Ziffern bezeichnet und sind in den einzelnen Diagrammen unterschiedlich gut zu erkennen:

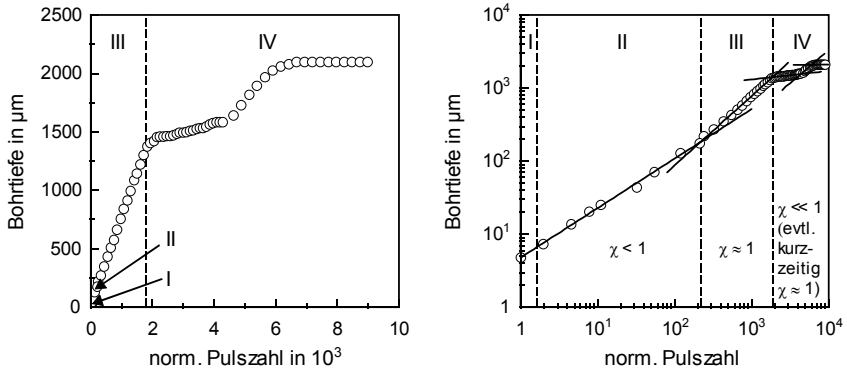


Abb. 6.1: Phasen des Bohrprozesses: Bohrtiefe a in Abhängigkeit von der normierten Pulszahl \bar{N} mit $a \sim \bar{N}^\chi$.

- Phase I: Planare Ablation mit höchster Bohrrate,
- Phase II: Ausbildung der Bohrkapillare,
- Phase III: Phase konstanter Bohrrate,
- Phase IV: Instabiler Prozess und Bohrstopp.

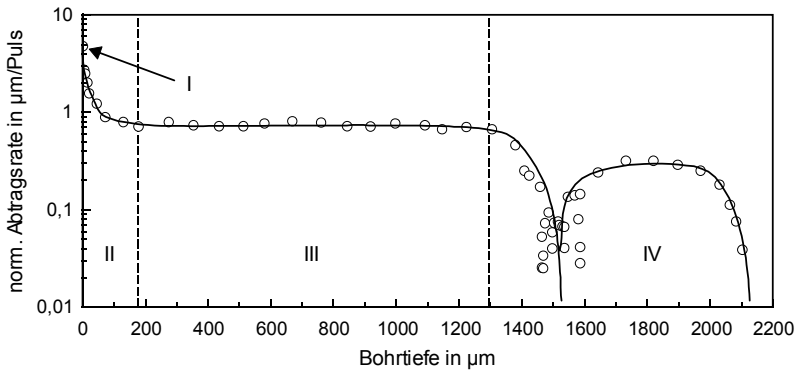


Abb. 6.2: Phasen des Bohrprozesses: Normierte Abtragsrate in Abhängigkeit von der Bohrtiefe.

Im Folgenden wird auf die Merkmale der einzelnen Phasen detaillierter eingegangen.

6.2.1 Phase I: Planare Ablation

Für die ersten ein bis zwei Pulse wird die höchste Abtragsrate beobachtet. Wie eingangs dieses Kapitels bereits erwähnt, weist die Morphologie des Abtrags in dieser Phase auf ein Abplatzen ganzer Keramikkörner aus der oberflächennahen Schicht hin. Die Bruchfläche verläuft hierbei entlang den Korngrenzen und die Oberfläche ist unregelmäßig und scharfkantig. Die hohe anfängliche Abtragsrate kann auch bei Metallen, Kunststoffen und Diamant beobachtet werden, dort treten jedoch keine Ausbrüche auf [114-116].

Bei den hier vorliegenden Energiedichten weit oberhalb der Schwelle wird die Bohrrate wesentlich durch die Einwirktiefe bestimmt. Diese setzt sich aus der optischen und thermischen Eindringtiefe zusammen. Da letztere mit zunehmender Pulsdauer ansteigt, werden bei längeren Pulsen größere Werte erreicht. Der Durchmesser der Ablationszone d_{Abl} für einen gaußförmigen Strahl wird nach Gleichung (5.1) von der Schwellenergiedichte H_S , der Energiedichte H und dem Fokussdurchmesser d_f bestimmt. In der ersten Phase des Bohrprozesses ergibt sich der Durchmesser der Ablationszone d_{Abl} damit zu:

$$d_{Abl} = d_f \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{H}{H_S}} \cdot C_{Plasma}(E, \tau_H, \lambda). \quad (6.1)$$

Diese Formulierung ist sowohl für das Wendel- als auch das Perkussionsbohren gültig, da in der Phase der planaren Ablation zwischen den Prozesstechniken aufgrund der verschwindend geringen Bewegung des Laserstrahls kein Unterschied in Größe und Tiefe der Ablationszone festzustellen ist. Die bei hohen Energiedichten beobachtete Vergrößerung des Eintrittsdurchmessers durch Plasmaentwicklung wird durch einen Korrekturfaktor C_{Plasma} berücksichtigt. Wesentliche Einflussgrößen auf diesen Faktor sind aufgrund der Absorptionsmechanismen im laserinduzierten Plasma die Leistungsdichte, die Pulsdauer und die Wellenlänge.

6.2.2 Phase II: Ausbildung der Bohrkapillare

Mit zunehmender Pulszahl kommt es zur Ausbildung einer hemisphärischen Vertiefung mit homogener Oberfläche, welche mit weiteren Pulsen vertieft wird, wobei das Aspektverhältnis aus Bohrungslänge zu Bohrungsdurchmesser am Ende dieser Phase bei etwa vier bis fünf liegt. Die anfangs hohe Ablationsrate fällt währenddessen um etwa eine Größenordnung ab. Die charakteristische Steigung χ nimmt folglich Werte kleiner eins an, in den experimentellen Untersuchungen lag sie zwischen 0,6 und 0,7.

Die während der Ausbildung der Bohrkapillare stattfindende Veränderung der Lochtopographie wirkt hierbei offensichtlich in starkem Maße auf den Bohrfortschritt zurück. Hierfür können eine Reihe von geometrieabhängigen Mechanismen verantwortlich sein, die mit eindimensionalen Modellen nicht zu erfassen sind. Mögliche Einflussfaktoren sind in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt und werden nachfolgend erläutert.

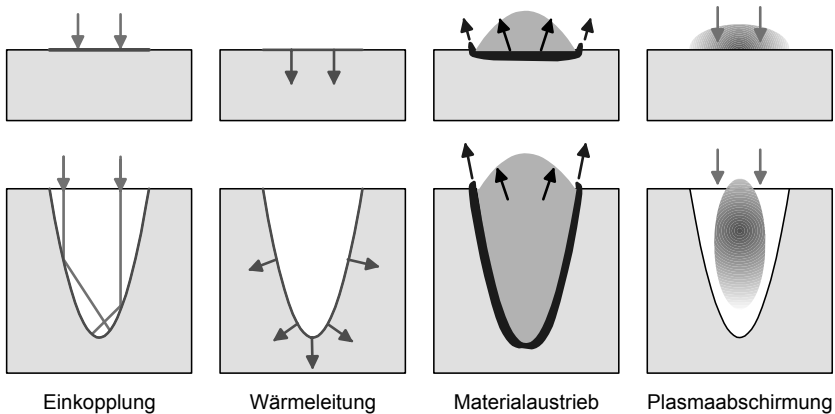


Abb. 6.3: Geometrische Einflussfaktoren auf die Bohrlochform- und Entwicklung.

Strahlpropagation und Energieeinkopplung

Für den Materialabtrag mit Laserstrahlung ist die Energieeinkopplung in das Werkstück von entscheidender Bedeutung. Beim Übergang von der planaren Ablation zur Ausbildung der Bohrkapillare nimmt die bestrahlte Fläche stark zu. Wird die Kapillare durch ein Rotationsparaboloid angenähert, kann die Kapillaroberfläche mit der Strahlquerschnittsfläche quantitativ verglichen werden. Für die in Kapitel 5.1 dargestellten Untersuchungen zum Perkussionsbohren lag nach dem fünften Laserpuls eine Zunahme der Oberfläche um etwa Faktor zwei und nach dem zwanzigsten Puls um Faktor fünf vor.

Trifft nun ein gaußförmiger Laserstrahl auf eine ebene Oberfläche, so zeigt die absorbierte Energiedichte ebenfalls diese räumliche Verteilung. Sobald sich aber eine Kapillare ausbildet, kann die Zunahme der bestrahlten Fläche lokal zu einer beträchtlichen Abnahme der Energiedichte führen. Dies gilt insbesondere für die Laserstrahlung, welche auf die geneigten Seitenwände der Lochflanken einwirkt. Aus diesem Grund muss für die Energieeinkopplung die zur Bohrlochgeometrie gehörige Projektion der Leistungsdichte auf die Lochtopographie berücksichtigt werden [115, 121]. Während mit zunehmender Pulszahl die Leistungsdichte in den Randbereichen schnell unter die Abtragsschwelle fällt, kommt es im zentralen Bereich der Bohrspitze zu keiner nennenswerten Reduktion, da hier immer ein senkrechter Strahlungseinfall auf den Bohrgrund gegeben ist. Als Folge bildet sich eine V-förmige Bohrspitze mit steilen Seitenwänden aus.

Wird zusätzlich noch die in [115, 121] vernachlässigte Selbstfokussierung in den Bohrgrund durch Vielfachreflexion berücksichtigt, dürfte aufgrund der Energieeinkopplung in der Bohrspitze keine deutliche Verlangsamung des Prozesses auftreten. Die Propagations- und Absorptionseigenschaften tiefer Strukturen können somit zwar die Entwick-

lung der Lochgeometrie beschreiben, reichen aber für eine Erklärung der Abnahme der Bohrrate allein nicht aus. Aus diesem Grund müssen auch andere Mechanismen berücksichtigt werden. Zunächst werden Verluste durch Wärmeleitung diskutiert.

Verluste durch Wärmeleitung

Eine eindimensionale Beschreibung der Wärmeleitung ist nur zulässig, wenn laterale Änderungen der Energiedichte und der Oberflächentopographie auf Längenskalen stattfinden, die groß gegenüber der thermischen Eindringtiefe sind. Hierauf wurde bereits in Kapitel 3.2.1 bei der Abschätzung von erzielbaren Oberflächentemperaturen für ebene Keramikproben hingewiesen. Für die starken Krümmungsradien an der V-förmigen Bohrspitze ist diese Näherung in aller Regel jedoch nicht erfüllt. Aufgrund effizienterer Wärmeleitung kann das Material daher dort ungleich langsamer aufgeheizt werden als in flachen Oberflächenbereichen.

So konnte durch Berücksichtigung der dreidimensionalen Wärmeleitung und der auf die Lochtopographie projizierten Leistungsdichte, welche beide stark geometriebestimmt sind, in analytischen Berechnungen für Aluminium ein Abfall der Abtragsrate um mehr als eine Größenordnung innerhalb einiger hundert Pulse in der Anfangsphase gezeigt werden [121].

Obwohl dieser steile Abfall sehr gut mit den experimentellen Befunden für Siliziumnitrid korreliert, sind die theoretischen und experimentellen Ergebnisse aufgrund der unterschiedlichen Materialien nur schwer direkt zu vergleichen. Allerdings wurden in den theoretischen Betrachtungen für Aluminium in Übereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen für Siliziumnitrid für verschiedene Phasen des Prozesses charakteristische Abhängigkeiten der Bohrtiefe a von der Pulszahl N gefunden:

$$a \sim N^{\chi}. \quad (6.2)$$

Dabei ergab sich für die planare Ablation zunächst die höchste Abtragsrate und mit zunehmender Pulszahl und Bohrtiefe bei Ausbildung der Kapillare eine Abnahme der Bohrrate mit einer charakteristischen Steigung von $\chi < 1$ [115]. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Materialkennwerte für den prinzipiellen Verlauf des Bohrfortschrittes in diesem Bereich im Wesentlichen unerheblich sind, da selbst für so unterschiedliche Werkstoffe wie Siliziumnitrid und Aluminium ähnliche charakteristische Abhängigkeiten gefunden wurden.

Darüber hinaus sollte aber auch bedacht werden, dass die beiden in den theoretischen Berechnungen berücksichtigten Einflüsse nur Teilaspekte im komplexen Prozess des Materialabtrags sind. Weitere Mechanismen wie beispielsweise der Austrieb von Dampf und Schmelze oder Plasmawechselwirkungen beeinflussen den Bohrprozess ebenfalls wesentlich.

Austrieb von Dampf und Schmelze

Im Gegensatz zu metallischen Werkstoffen spielt der Materialabtrag über Schmelze bei Keramiken, abgesehen von einigen wenigen schmelzebildenden oxidischen Keramiken, im untersuchten Pulsdauerbereich von einigen wenigen Nanosekunden nur eine untergeordnete Rolle. Er soll aber der Vollständigkeit halber hier auch als mögliche Ursache für den Abfall der Bohrrate betrachtet werden, da sich die Frage stellt, inwiefern der erwünschte vollständige Materialaustrieb in der Gasphase selbst bei den kurzen Pulsdauern überhaupt möglich ist.

Verschiedene analytische und numerische Modellrechnungen [122, 123] zeigen, dass die auftretenden hohen Verdampfungsdrücke, welche als treibende Kraft wirken, prinzipiell zu großen Schmelzaustriebsgeschwindigkeiten führen können. Diese werden allerdings erst nach Beschleunigungszeiten in der Größenordnung von 100 ns erreicht und werden bei kürzeren Pulsdauern dadurch begrenzt, dass der Dampfdruck nach Pulsende rasch absinkt. Dennoch kann auch ohne beschleunigenden Druck weiterhin Schmelze ausgetrieben werden, da die schmelzflüssige Phase noch über einige 100 ns in Bewegung bleibt und zum Teil erst nach mehreren Mikrosekunden vollständig erstarrt. Die hohen Verdampfungsdrücke selbst können jedoch auch den Abtragsprozess behindern. Bei typischen Dampfabströmgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 10 km/s kann der Dampfdruck in der Kapillare so stark ansteigen, dass es zu einer Überhitzung der Oberfläche kommt und das weitere Abdampfen von Material erschwert wird.

Unabhängig vom Umfang der entstehenden Schmelze und dem Verdampfungsdruck ist jedoch offensichtlich, dass beim Übergang von der planaren Ablation zur Ausbildung der Kapillare aufgrund der Veränderung der geometrischen Verhältnisse der Materialaustrieb aus der Tiefe der Bohrkapillare erschwert und damit die Abtragsrate verringert werden kann.

Plasmawirkungen

Die Ausführungen in Kapitel 3.4.4 sowie zahlreiche Untersuchungen zum Materialabtrag mit ns- und sub-ns-Laserpulsen haben gezeigt, dass aufgrund der Absorption von Laserstrahlung im Materialdampf/-plasma ein Großteil der Pulsenergie schon in der Ablationswolke deponiert wird und für den unmittelbaren Materialabtrag nicht mehr zur Verfügung steht. Wird die oben bereits erwähnte Veränderung der Geometrie beim Übergang vom Oberflächenabtrag zum Tiefbohren berücksichtigt, so erscheint es angemessen eine Veränderung der Plasmaeigenschaften, insbesondere seiner Transmission zu erwarten. Während an der Oberfläche das Plasma noch frei expandieren kann, so ist es in der Bohrkapillare stark in seiner Expansion eingeschränkt, was wiederum zu einer verstärkten Abschirmung des Werkstücks und einer abnehmenden Abtragsrate führen kann.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass in dieser Phase des Bohrprozesses eine Vielzahl von verschiedenen Mechanismen zusammenwirken, die sehr stark von der Geometrie des Bohrlochs abhängen. Von den hier angesprochenen Einflussgrößen hat die

höhere Einkopplung und Selbstfokussierung durch Vielfachreflexion die Tendenz die Abtragsrate zu erhöhen. Andere jedoch erniedrigen die Abtragsrate, wie beispielsweise das Zusammenspiel von projizierter Leistungsdichte und dreidimensionaler Wärmeleitung oder der in tiefen Bohrungen zunehmend eingeschränkte Materialaustrieb. Aus den experimentellen Daten ist zu ersehen, dass die den Abtrag hemmenden Mechanismen während der Ausbildung der Bohrkapillare deutlich stärker ins Gewicht fallen.

6.2.3 Phase III: Phase konstanter Bohrrate

Nachdem die Bohrkapillare ausgebildet ist, schließt sich eine Phase mit konstanter Abtragsrate an. Die charakteristische Steigung χ nimmt einen Wert von ungefähr eins an und lag in den experimentellen Untersuchungen zwischen 0,8 und 1,1. Aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ist zu erkennen, dass die voll ausgebildete Kapillarspitze anscheinend nur noch in unveränderter Form parallel in die Tiefe vorgeschoben wird.

Sofern keine weiteren Verluste auftreten würden, wäre eine konstante Bohrrate leicht zu erklären. Abgesehen von der zunehmenden Bohrtiefe kommt es nicht mehr zu gravierenden Veränderungen in der Geometrie der Bohrspitze, die wie oben beschrieben einen starken Einfluss auf die Bohrrate hat und der Bohrprozess würde somit kontinuierlich weiterlaufen. Bedingt durch die Divergenz der Laserstrahlung und die Kapillargeometrie kommt es allerdings zu verstärkter Wechselwirkung der Strahlung mit der Bohrungswandung. Bei jedem Auftreffen eines Teilstrahls wird gemäß den Fresnelschen Formeln ein dem Einfallswinkel entsprechender Betrag absorbiert und reflektiert. Der absorbierte Anteil trägt zum radialen Abtrag bei und steht für den linearen Vortrieb der Bohrspitze nicht mehr zur Verfügung. Mit zunehmender Bohrlochtiefe nehmen die bei der Propagation der Laserstrahlung durch Wandabsorption verursachten Verluste in der Kapillare deutlich zu. Dennoch bleibt bei ausreichender Energiedichte die Bohrrate nahezu konstant.

Eine Erklärung hierfür findet sich in dem mit abnehmender Energiedichte ansteigenden Transmissionsgrad des Plasmas, der gemäß Abbildung 3.8 in Kapitel 3.4.4 für eine nahezu konstante transmittierte Energiedichte sorgt. Das Plasma würde somit als Regler für die Abtragsrate wirken, da es bei steigender Bohrungstiefe die Abnahme der zum Bohrungsgrund vordringenden Strahlung durch zunehmende Transmission kompensieren kann. In [28] konnte gezeigt werden, dass in dieser Phase mit ps-Laserpulsen gegenüber ns-Pulsen höhere Abtragsraten erzielt werden. Offensichtlich wird hier nur ein kleinerer Zeitanteil der Pulslänge durch das sich während des Pulses aufbauende Plasma abgeschnitten.

Die im Plasma absorbierte Energie wird zum Teil über Wärmeleitung und Strahlung auf die Bohrungswand übertragen und führt zu einer Aufweitung des Bohrungsdurchmessers. Für diesen Effekt spielt die Temperatur des Plasmas eine entscheidende Rolle, so dass sich nun ein Bohrungsdurchmesser d_E

$$d_E = d_w + d_f \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{H}{H_S}} \cdot C'_{Plasma} \quad (6.3)$$

einstellt, der vom Wendeldurchmesser d_w und dem aus Gleichung (6.1) bekannten Zusammenhang abhängt. Wie stark das Plasma die Bohrung in dieser Phase aufweiten kann, hängt dabei von mehreren Faktoren ab:

$$C'_{Plasma} = f(E, \tau_H, \lambda, \text{Kapillargeometrie}). \quad (6.4)$$

Mit zunehmender Leistungsdichte E , Pulsdauer τ_H und Wellenlänge λ steigt die Absorption im Plasma und damit der Bohrungsdurchmesser an. Zusätzlich zu diesen Einflussfaktoren spielt aber auch die Geometrie der Kapillare eine wichtige Rolle. Für das Wendelbohren mit Kern ergaben sich in den experimentellen Untersuchungen Spurbreiten, die geringer als der Bohrungsdurchmesser beim Perkussionsbohren waren. Die Plasmaexpansion wird in diesem Fall erleichtert, da keine umschließende Bohrung, sondern praktisch nur zwei Seitenwände vorhanden sind. Dadurch wird die Energieübertragung vom Plasma auf die Bohrungswandung und damit die aufweitende Wirkung des Plasmas reduziert.

Für das Laserbohren kann damit zusammenfassend festgehalten werden, dass zwei Bohrwerkzeuge während des Prozesses wirken, die in Abbildung 6.4 schematisch dargestellt sind:

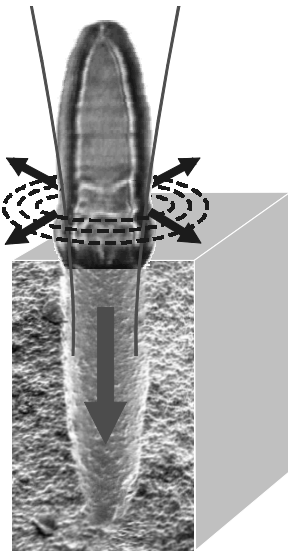


Abb. 6.4: Bohrwerkzeuge beim Laserbohren.

Primäres Bohrwerkzeug Laserstrahl

- Wirkrichtung durch die Strahlpropagation primär axial an der Bohrspitze,
- Wirkdauer auf die Pulsdauer beschränkt,
- Energieübertragung durch Absorption,
- begrenzt bzw. geregelt durch das Plasma.

Sekundäres Bohrwerkzeug Plasma

- Zündung im Materialdampf am Bohrgrund,
- Wirkrichtung durch die Plasmaexpansion primär radial,
- Wirkdauer weit über die Pulsdauer hinaus bis in den μ s-Bereich hinein,
- Energieübertragung durch Wärmeleitung und Strahlung,
- Zunahme der Wirksamkeit mit der Leistungsdichte, Wellenlänge und Pulsdauer.

Aufgrund der einem Plasmaätzprozess vergleichbaren Wirkung und der gerichteten Ausströmung kann das Plasma neben der aufweitenden auch eine glättende Wirkung auf die Wände ausüben. Neueste experimentelle Untersuchungen zum Bohren mit Pulsdauern unterhalb einiger Pikosekunden geben Hinweise auf die Notwendigkeit einer weiteren Differenzierung des Plasmas. Neben dem bereits bekannten Luftdurchbruch, der bei hohen Leistungsdichten im Fokus des Laserstrahls schon in Umgebungsatmosphäre gezündet werden kann, und dem Materialdampfplasma, welches im Bohrgrund an der Ablationszone entsteht, kann in tiefen Bohrungen offenbar noch ein weiteres Plasma auftreten. Es wird vermutet, dass Ablationspartikel, Tröpfchen oder Stäube noch bis zu einige 10 Sekunden nach Pulsende in der Bohrung verweilen ohne sich niederzuschlagen und für die Zündung des Plasmas verantwortlich sind. Die Zündschwelle liegt dabei deutlich unterhalb der Schwelle für einen Luftdurchbruch. Hinweise auf das Vorhandensein dieser Partikel konnten Transmissionsmessungen liefern, bei denen der zeitliche Abstand zum vorausgegangenen Laserpuls variiert wurde [124]. Die Stelle in der Kapillare, an dem das partikelgezündete Plasma auftritt, muss allerdings nicht so weit vom Ort des Materialdampfplasmas entfernt sein, wie dies in der schematischen Abbildung 6.5 dargestellt ist. Abhängig von der Geometrie der Bohrkapillare ist sicherlich auch eine größere räumliche Nähe bzw. ein Zusammenfallen dieser zwei Plasmen möglich.

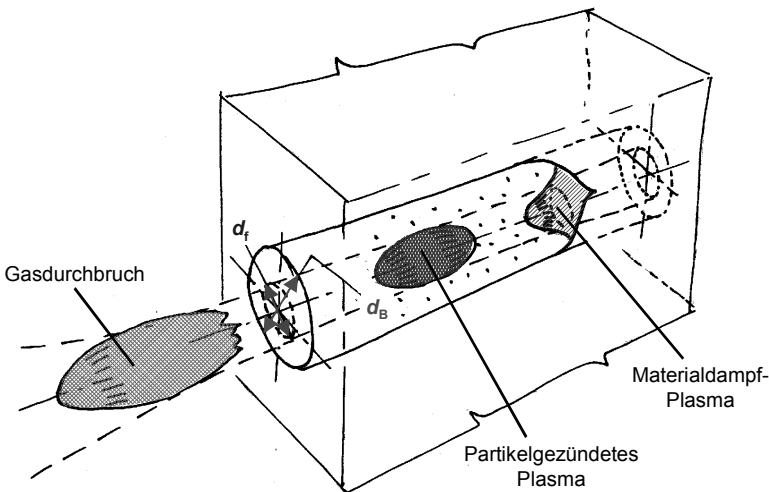


Abb. 6.5: Schematische Darstellung der möglichen Plasmen beim Laserbohren [124].

6.2.4 Phase IV: Instabiler Prozess und Bohrstopp

Gegen Ende der linearen Phase schwächen durch Wandabsorption verursachte Verluste die an der Bohrspitze ankommende Leistungsdichte so weit ab, dass für die verwendete linear polarisierte Laserstrahlung die Polarisationsabhängigkeit des Reflexionsgrads nach den Fresnelschen Formeln gemäß den Gleichungen (3.9) und (3.10) zum Tragen kommt. Teilstrahlen, die bezogen auf die Einfallsebene mit senkrechter Polarisation auf die Bohrlochwand treffen, werden stärker reflektiert als solche mit paralleler. Dies führt zu einer Auslenkung der Bohrungssachse in Richtung der stärkeren Reflexion, also senkrecht zur Polarisationsrichtung. Abbildung 6.6 zeigt rechts oben dieses Verhalten schematisch. Theoretische Berechnungen und Modellierungen zu diesem Phänomen finden sich beispielsweise in [106]. Die Richtung, in welche die Bohrkapillare schließlich abknickt, ist nicht vorherbestimmt und ergibt sich durch Asymmetrien der Leistungsdichteverteilung oder durch Bruch der Rotationssymmetrie aufgrund von Störstellen im Material und statistischen Schwankungen der Kapillarausbildung.

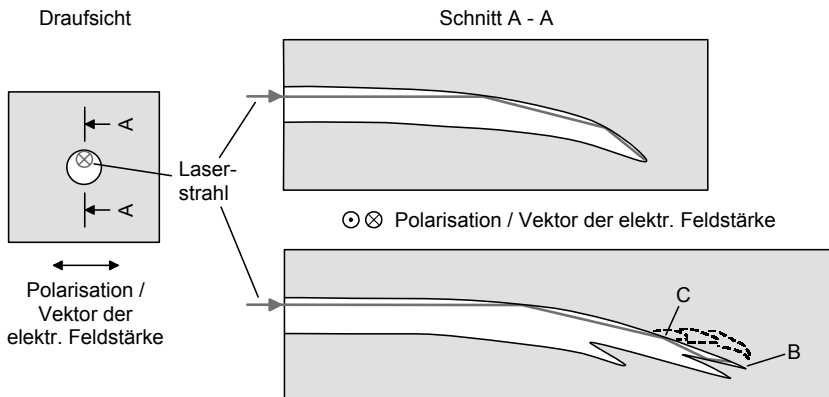


Abb. 6.6: Polarisationseinfluss in der Phase des Bohrstopps.

In dieser instabilen Phase nahe des Bohrstopps ist der Prozess durch starke Fluktuationen in der schnell um bis zu zwei Größenordnungen abnehmenden Abtragsrate gekennzeichnet. Die charakteristische Steigung χ nimmt Werte deutlich kleiner eins an, sie lag in den experimentellen Untersuchungen zwischen 0,01 und 0,3. Da in diesem Abschnitt des Bohrfortschritts die im Bohrgrund zu Verfügung stehende Energie nahe an der Schwellenergie liegt, spielen die geometrischen Verhältnisse in der Bohrkapillare wieder eine entscheidende Rolle. Anhand der Skizze in Abbildung 6.6 rechts unten soll dies exemplarisch erläutert werden. Durch ungünstige Topographien in der Bohrlochspitze, beispielsweise durch Abknicken der Kapillare, kann der Prozess aufgrund der durch Vielfachreflexion und Wandabsorption sowie dreidimensionale Wärmeleitung hervor-

gerufenen Verluste in der Kapillarspitze B zum Erliegen kommen. Am Punkt C in der Kapillare wird jedoch nicht nur Laserstrahlung reflektiert sondern gleichfalls absorbiert, sodass hier bei ausreichender Pulszahl auch ein geringer Materialabtrag zur Geometrieänderung und Ausbildung einer neuen Bohrkapillare führen kann. In Abhängigkeit von den topographischen Verhältnissen der neuen Kapillare kann dann sowohl das Phänomen des Aufspaltens der Bohrkapillare in eine Vielzahl von Unterkapillaren als auch das Stoppen und Weiterlaufen des Prozesses nach einer Vielzahl von Pulsen auftreten. Hierbei können auch die bei Keramiken vorhandenen Materialinhomogenitäten oder Störstellen sowie das kurzzeitige Zusammenbrechen der hochabsorbierenden Schicht ursächlich mit dem Phänomen des Stoppens und Weiterlaufens verknüpft sein, bei dem sich dann nochmals eine konstante Abtragsrate einstellt, die in ihrem absoluten Wert jedoch unter demjenigen der ersten linearen Phase liegt.

Der Bohrprozess kommt schließlich zum Erliegen, wenn die an der Bohrlochspitze ankommende Energiedichte unter den Schwellwert für die Ablation fällt, das Prozessleuchten erlischt. Ein abrupter Bohrstopp, wie er beispielsweise in [28] und [125] beschrieben ist konnte nicht beobachtet werden. Allerdings lagen dort die Abtragsraten schon in der linearen Bohrphase nur bei drei bis zehn Nanometer pro Puls, sodass ein Abfall der Bohrrate in dem hier beobachteten Ausmaß von ein bis zwei Größenordnungen im Experiment einem scheinbar abrupten Bohrstopp gleichkommt.

6.3 Gültigkeitsbereich der Modellvorstellung

Die Komplexität der Vorgänge beim Laserbohren macht eine vollständige Beschreibung aller Phänomene und Mechanismen sowie ihres Wechselspiels untereinander sehr schwierig. Das vorgestellte phänomenologische Modell zum Laserbohren keramischer Werkstoffe mit Nanosekunden-Laserpulsen kann sowohl die Energieeinkopplung in semitransparente Keramiken als auch die Charakteristiken bei der Ausbildung der Bohrkapillare und dem weiteren Bohrfortschritt beschreiben. Interessanterweise sind die beim Bohren von Keramik beobachteten spezifischen Prozessphasen in einem breiten Pulsdauer-, Wellenlängen- und Materialspektrum anzutreffen. So wurden in weiteren Untersuchungen und der Literatur Ergebnisse für das Perkussionsbohren von PMMA mit Ultrakurzpulslasern ($\lambda = 800 \text{ nm}$; $\tau_H = 125 \text{ fs}$) [115], von Diamant mit Kurz- und Ultrakurzpuls-Lasern ($\lambda = 1078 \text{ nm}$; $\tau_H = 300 \text{ ps}$ und 9 ns) [125] und von Polymeren mit Excimer-Laserstrahlung ($\lambda = 248 \text{ nm}$; $\tau_H = 25 \text{ ns}$) [126] gefunden, welche ebenfalls diese vier charakteristischen Phasen im Bohrprozess mehr oder weniger deutlich zeigen.

Beim Perkussionsbohren von Metallen treten an den Bohrungswandungen teilweise starke Schmelzablagerungen auf. Dieser Sekundäreffekt, verursacht von unvollständigem Schmelzaustrieb bzw. Rekondensation des Werkstoffdampfs, wird vom vorgeschlagenen Modell nicht ausreichend erfasst und wurde bei den Mechanismen, die zu einer Reduktion der Bohrrate führen lediglich andiskutiert. Allerdings sollten durch

redeponierte Schichten verursachte Verengungen des Bohrungsdurchmessers den primären Bohrprozess durch Strahlabschwächung beeinflussen, jedoch nicht fundamental verändern. Schmelzablagerungen lassen sich sowohl durch Wendelbohren als auch durch Verkürzung der Pulsdauer in den Bereich unterhalb weniger zehn Pikosekunden verringern, sodass selbst beim Bohren von Stahl mit einer Pulsdauer von 300 ps ähnliche Phasen im Bohrprozess beobachtet werden können [116].

Nach der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Normierung werden für das Wendel- und das Perkussionsbohren die gleichen Phasen im Bohrprozess beobachtet. Die höheren Abtragsraten beim Wendelbohren ohne Kern gegenüber der Perkussion können durch die im Modell beschriebenen Phänomene des mit wachsendem Bohrdurchmesser verbesserten Materialaustriebs sowie der erleichterten Plasmaexpansion und der damit einhergehenden größeren Plasmatransmission erklärt werden. Der starke Einfluss der geometrischen Gegebenheiten in der Bohrkapillare zeigt sich auch für das Wendelbohren mit Kern, bei dem das Ende der Phase konstanter Bohrrate aufgrund des wachsenden Aspektverhältnisses früher erreicht wird. Da sich das Laser-Erodieren vom Wendelbohren mit Kern prinzipiell nur in der abzufahrenden Bahnkurve unterscheidet, kann davon ausgegangen werden, dass auch in diesem Fall die beiden Bohrwerkzeuge Laserstrahl und laserinduziertes Plasma wirken und die Modellvorstellung ihre Gültigkeit hat.

Die eingangs angesprochene Komplexität des Laserbohrens ermöglicht andererseits auch seine Flexibilität. Durch gezielte Einstellung der Laserstrahlparameter und entsprechende Prozessstrategien wie Wendelbohren und Laser-Erodieren kann gezielt Einfluss auf die Ausbildung der Bohrlochgeometrie genommen werden. Dass bei richtiger Wahl der Parameter Mikrobohrungen und komplexe Geometrien bei großen Aspektverhältnissen mit sehr hoher Präzision erzielt werden können, werden die beiden folgenden Kapitel darlegen.

7 Fertigungstechnische Aspekte beim Wendelbohren

Aufbauend auf den grundlegenden experimentellen Untersuchungen und der Modellvorstellung zum Laserbohren werden in den beiden folgenden Kapiteln weiterführende Untersuchungen dargestellt. Diese sollen vor allem Aufschluss über den Einfluss verschiedener Prozessparameter beim Präzisionsbohren von Keramiken hinsichtlich qualitativer und quantitativer Kenngrößen der erzeugten Durchbrüche geben, sodass hier der Schwerpunkt im Bereich fertigungstechnischer Fragestellungen liegt.

Als Versuchswerkstoffe kamen mit Aluminiumoxid und Zirkonoxid zwei oxidische und mit Siliziumnitrid eine nitridische Keramik zum Einsatz. Im Hinblick auf eine breite Verwertbarkeit der Ergebnisse wurden diese im Maschinen- und Anlagenbau weit verbreiteten Keramiken verwendet. Im Anhang finden sich die zugehörigen technischen Daten und Anmerkungen zu typischen Einsatzgebieten. Die drei kommerziell erhältlichen Keramiken decken dabei insbesondere bezüglich der thermischen Kenngrößen, die für die Lasermaterialbearbeitung von besonderer Bedeutung sind, ein breites Spektrum ab. Darüber hinaus ist Zirkonoxid ein Werkstoff, der im Gegensatz zu Aluminiumoxid und Siliziumnitrid zur Ausbildung einer Schmelzphase neigt. Sofern die Ergebnisse für die drei verschiedenen Keramiken sich nicht wesentlich voneinander unterscheiden, werden sie beispielhaft an Hand einer dieser Keramiksorten erläutert.

Im Folgenden soll für das Wendelbohren exemplarisch der Einfluss verschiedener Prozessparameter, wie z. B. Pulsdauer, Energiedichte, Fokusslage oder Wellenlänge, auf die Bohrungsqualität, die Prozesseffizienz sowie das Verhältnis von Austritts- zu Eintrittsdurchmesser beschrieben werden. Für die experimentellen Untersuchungen wurden die in Kapitel 4.3 beschriebenen systemtechnischen Komponenten zur Erzeugung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück eingesetzt. Weitere Einflussgrößen finden sich in Kapitel 8, in dem die Ergebnisse für das Laser-Erodieren diskutiert werden.

7.1 Einfluss der Pulsdauer auf redeponierte Schichten

Nicht nur für metallische Werkstoffe, sondern auch bei der Laserbearbeitung von Keramiken entstehen abhängig von Pulsdauer und Keramiksorte unterschiedlich stark ausgeprägte redeponierte Schichten an den Bohrungswandungen. Für Pulslängen von 150 ns und 10 ns wurde der Einfluss der Pulsdauer auf die redeponierte Schicht ermittelt. Die

folgenden REM-Aufnahmen zeigen an aufgebrochenen Bohrungsproben beispielhaft die Dicke und Oberflächenstruktur der redeponierten Schichten für Zirkonoxid und Aluminiumoxid. Die Bohrungen wurden im Wendelbohrverfahren bei 1064 nm hergestellt.

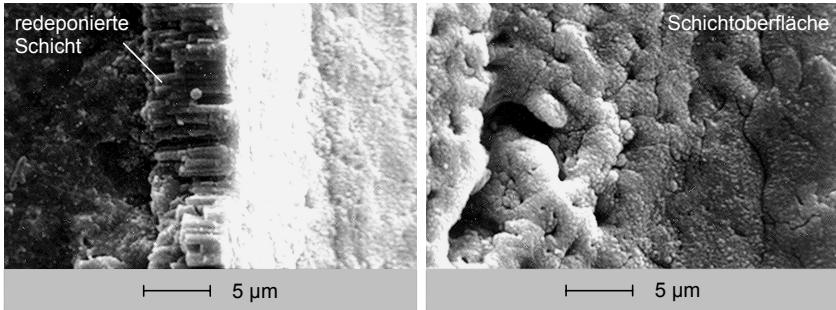


Abb. 7.1: Redeponierte Schicht für Zirkonoxid bei Pulsdauern im mittleren ns-Bereich ($\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 150 \text{ ns}$; $Q = 3 \text{ mJ}$).

Wie Abbildung 7.1 zeigt, ergeben sich bei einer Pulsdauer von 150 ns für Zirkonoxid Schichtdicken von etwa 8 bis 10 μm . Die Schicht weist eine säulenförmige Erstarrungsstruktur auf, die Oberfläche ist teilweise stark zerklüftet. Bei 10 ns Pulsdauer liegen hingegen nur noch Schichtdicken von unter 1 bis 2 μm vor. Die Schichtoberfläche, die in Abbildung 7.2 dargestellt ist, weist eine sehr geringe Rauheit auf. Aufgrund der kürzeren Pulsdauer ist in diesem Fall die Leistungsdichte wesentlich höher, dadurch kann ein größerer Materialanteil über die Dampfphase abgetragen werden. Zudem kann das laserinduzierte Plasma seine glättende Wirkung besser entfalten. In der rechten Bildhälfte ist zu erkennen, dass die Schicht stellenweise vom Basismaterial abplatzt.

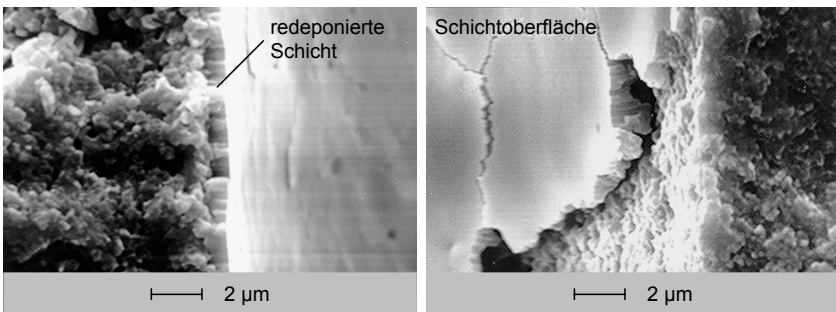


Abb. 7.2: Redeponierte Schicht für Zirkonoxid bei verkürzter Pulsdauer ($\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $Q = 3 \text{ mJ}$).

Bei Aluminiumoxid konnten ähnliche Verhältnisse beobachtet werden. Abbildung 7.3 zeigt, dass die Schicht bei einer Pulsdauer von 10 ns eine Stärke von deutlich unter 1 μm aufweist. Darüber hinaus wird das Basismaterial nicht vollständig von dieser dünnen Schicht bedeckt. Interessanterweise wirkt sich die Korngröße hier nicht nachteilig auf die Präzision der Bohrung aus. Die mit einem mittleren Korndurchmesser von 4,5 μm im Vergleich zu Zirkonoxid etwa zehnmal so großen Aluminiumoxiddörner können, wie die Abbildung belegt, ohne auszubrechen partiell abgetragen werden. In [27] wurde nach Untersuchungen mit Pulsdauern von etwa 100 ns die Forderung aufgestellt, dass der mittlere Korndurchmesser eine Größenordnung kleiner als die zu fertigende Strukturgröße sein muss, um eine negative Beeinflussung der Präzision auszuschließen. Dies scheint bei Verkürzung der Pulsdauer sowie entsprechender Wahl der Prozessparameter und -technik nicht mehr erforderlich zu sein.

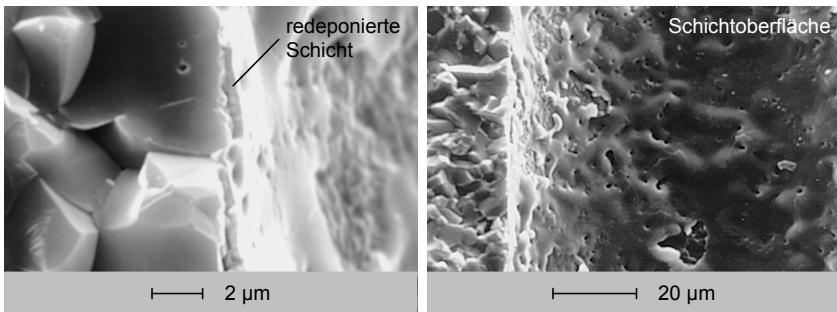


Abb. 7.3: Redeponierte Schicht für Aluminiumoxid bei verkürzter Pulsdauer ($\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $Q = 3 \text{ mJ}$).

Röntgendiffraktometrische Untersuchungen von laserbearbeiteten Proben haben gezeigt, dass insbesondere bei längerer Pulsdauer Phasenumwandlungen auftreten können, diese aber nicht kritisch sind. Bei Zirkonoxid ergab sich beispielsweise durch die Laserbearbeitung eine nicht werkstoffschädliche Erniedrigung des monoklinen Anteils. Für Aluminiumoxid kam es bei 150 ns Pulsdauer und extrem langsamen Vorschubgeschwindigkeiten, wie sie beim klassischen Trepanieren zwangsläufig auftreten, zur Bildung der metastabilen γ -Phase. Bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten, wie sie beispielsweise beim Wendelbohren auftreten, konnte diese metastabile Phase nicht festgestellt werden.

Generell konnte durch die Verkürzung der Pulsdauer eine bessere Oberflächenqualität bei gleichzeitiger Verringerung der Schichtdicke erzielt werden. Für Siliziumnitrid ergaben sich ähnlich dünne Schichten wie für Aluminiumoxid. Dies war zu erwarten, da Siliziumnitrid aufgrund der niedrigen Zersetzungstemperatur und des hohen Sublimationsanteils für die Laserbearbeitung besonders geeignet ist.

7.2 Möglichkeiten zur Beeinflussung der Bohrlochgeometrie

Bei konventionellen Bohrverfahren wird die zu erzielende Bohrlochform von der starren Geometrie des Werkzeugs (z. B. Spiralbohrer oder Elektrode) festgelegt. Beim Laserbohren hingegen ist, wie aus den bisherigen Ausführungen hervorgeht, das wirkende „Werkzeug“ weit weniger festgelegt. Zum Vergleich der erreichbaren Präzision mit konkurrierenden Verfahren wird üblicherweise eine zylindrische, kreisrunde Bohrung bevorzugt, die zudem die in der Praxis am häufigsten geforderte Grundform ist. Nachfolgend werden daher verschiedene Möglichkeiten zur Beeinflussung der Bohrungsgeometrie im Hinblick auf einen fertigungstechnischen Prozess vorgestellt.

7.2.1 Energiedichte

Die Auswirkungen einer Energiedichteerhöhung auf das Durchmesser Verhältnis wurden für Siliziumnitrid bereits kurz in den grundlegenden Untersuchungen in Kapitel 5.3.1 geschildert. In Abbildung 7.4 sind nun die Ergebnisse für die drei untersuchten Werkstoffe zusammenfassend für die fundamentale und die frequenzverdoppelte Wellenlänge dargestellt. Bei den oxidischen Keramiken kamen Proben mit einer Materialstärke s von 0,8 mm zum Einsatz, während für Siliziumnitrid 1 mm starke Proben verwendet wurden.

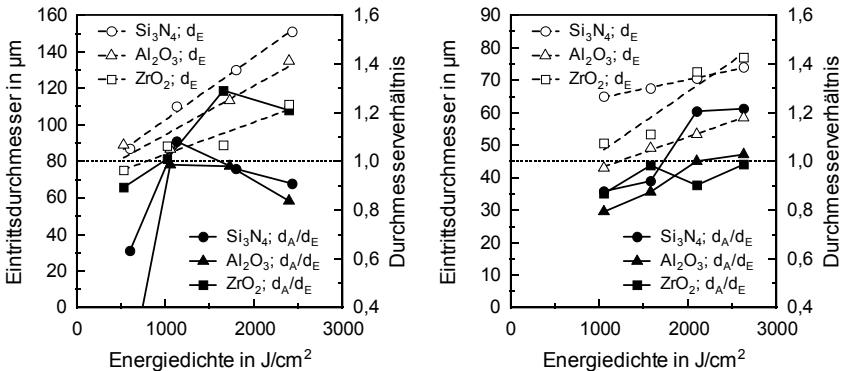


Abb. 7.4: Einfluss der Energiedichte auf Eintrittsdurchmesser d_E und Durchmesser Verhältnis d_A/d_E für $\lambda = 1064$ nm (links) und $\lambda = 532$ nm (rechts) ($\tau_H = 10$ ns; $d_f = 19$ bzw. 11 µm).

Für beide Wellenlängen nimmt mit zunehmender Energiedichte der Eintrittsdurchmesser zu, da in einem größeren Querschnitt des Laserstrahls die Abtragsschwelle überschritten wird. Gleichzeitig nimmt der Austrittsdurchmesser durch die aufweitende Wirkung des Materialdampf-/plasmas im Bohrgrund nahe der Ablationszone in größerem

Maße als der Eintrittsdurchmesser zu, das Durchmesser Verhältnis steigt an. In einigen Fällen kann sogar bei ausreichender Energiedichte eine sich zum Austritt hin aufweitende Bohrung erzeugt werden. Bei sehr hohen Energiedichten kommt es für die Grundwellenlänge wieder zu einer Abnahme des Durchmesser Verhältnisses, für die grüne Wellenlänge scheint sich eine Stagnation anzudeuten. Hier muss allerdings berücksichtigt werden, dass die Leistungsdichten in einem Bereich größer 10^{11} W/cm^2 liegen, sodass bereits ohne das Vorhandensein eines Werkstücks ein Luftdurchbruch im Fokus gezündet werden kann. Bei der verwendeten Fokuslage von $200 \mu\text{m}$ im Werkstück findet die wellenlängenabhängige Absorption im Luftdurchbruch hauptsächlich im Eintrittsbereich der Bohrung statt. Die im Bohrgrund zur Verfügung stehende Energie reicht dadurch nicht mehr zur Aufweitung aus, das Durchmesser Verhältnis stagniert bzw. sinkt wieder.

Vor allem bei Aluminiumoxid ließ sich unabhängig von der Wellenlänge nur sehr schwer eine zylindrische Bohrung erzeugen. Eine Beeinträchtigung der Eintrittsgeometrie, die bei hohen Energiedichten auftreten kann, ließe sich zwar durch ein Absenken in der Anbohrphase vermeiden, negativ konische Bohrungen sind über die Energiedichte allein allerdings dennoch nicht zu erreichen. Des Weiteren stellt eine Energiedichtevariation mit zunehmender Bohrtiefe sehr große Anforderungen an die Prozesstechnik, da der Fortschritt der Bohrlochausbildung als Steuergröße für die Strahlquelle eingesetzt werden muss, was einer Online-Prozessüberwachung oder Prozessdatenbank bedarf.

7.2.2 Fokuslage

Die Fokuslage repräsentiert die Lage des Strahlquerschnitts mit der höchsten Energiedichte relativ zur Werkstückoberfläche, wobei negative Fokuslagen als im Werkstück liegend definiert werden. Ihren Einfluss auf den Bohrfortschritt zeigt beispielhaft Abbildung 7.5 für Siliziumnitrid. Zwei Phänomene sind dabei deutlich zu erkennen. Die höchste Bohrrate, sie entspricht im Diagramm der Kurvensteigung, wird erreicht, wenn die Bohrtiefe in den Bereich der Fokuslage vordringt. Des Weiteren können mit zunehmender Fokuslage im Werkstück größere Bohrtiefen erreicht werden, da in größeren Tiefen noch eine höhere Energiedichte zur Verfügung steht. Dies bedeutet aber auch, dass im Bohrprozess

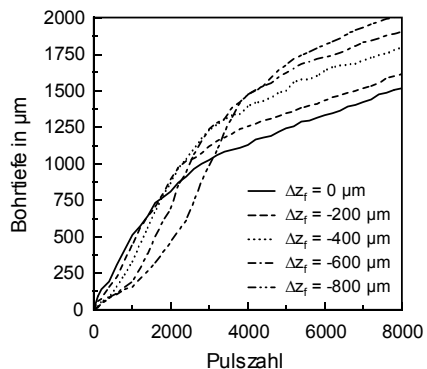


Abb. 7.5: Einfluss der Fokuslage auf den Bohrfortschritt

(Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$;
 $H = 550 \text{ J/cm}^2$; $d_w = 0 \mu\text{m}$).

der Austrittsdurchmesser und damit das Durchmesser Verhältnis nicht nur über eine Steigerung der eingesetzten Gesamtenergie beeinflusst werden kann, sondern gleichermaßen über die Fokusslage, da sie ebenfalls die in einer bestimmten Bohrtiefe noch zur Verfügung stehende Energiedichte wesentlich beeinflusst.

Das Verhalten des Ein- und Austrittsdurchmessers in Abhängigkeit von der Fokusslage ist dabei stark von der zur Verfügung stehenden Energie und der Wellenlänge geprägt. Wie Abbildung 7.6 zeigt, nimmt in aller Regel der Eintrittsdurchmesser von Fokusslagen über dem Werkstück kommend zunächst leicht ab und dann mit zunehmender Fokusslage im Werkstück wieder zu. Bei ausreichender Energiedichte ist das Verhalten der Ein- und Austrittsdurchmesser im gewissen Sinne durch die Kaustik des Laserstrahls beeinflusst. Ausgehend von einer negativ konischen Bohrung nähert sich das Durchmesser Verhältnis dem Wert eins, der zylindrischen Bohrung, um dann mit zunehmender Fokusslage im Werkstück in eine positiv konische Bohrung überzugehen (siehe Abbildung 7.6 rechts).

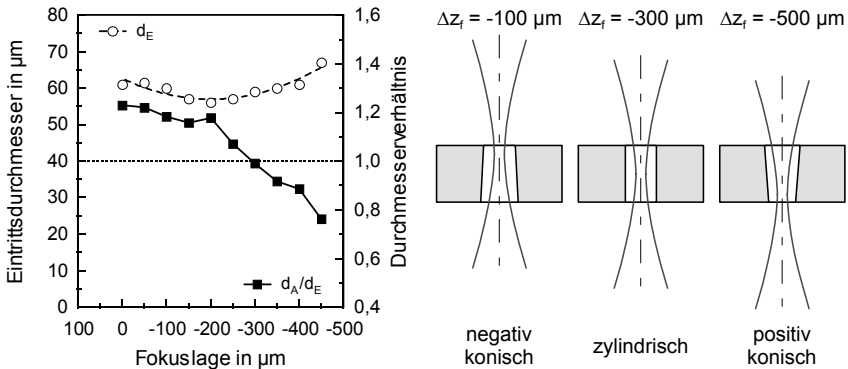


Abb. 7.6: Eintritsdurchmesser d_E und Durchmesser Verhältnis d_A/d_E in Abhängigkeit von der Fokusslage bei ausreichender Energiedichte

(Si_3N_4 ; $\lambda = 532 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 840 \text{ J/cm}^2$; $s = 0,6 \text{ mm}$).

Aus den bisherigen Ausführungen ist offensichtlich, dass die Konizität einer Bohrung sowohl über die im Prozess zur Verfügung stehende maximale Energiedichte als auch über die Fokusslage, und damit über den Ort der maximalen Energiedichte innerhalb der Bohrung, eingestellt werden kann. Aus diesem Grund wurde die Wechselwirkung zwischen beiden Parametern und ihr Einfluss auf das Durchmesser Verhältnis untersucht.

Die Ergebnisse sind exemplarisch für Siliziumnitrid bei frequenzverdoppelter Wellenlänge in Abbildung 7.7 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Zusammenspiel von Fokusslage und Energiedichte das Durchmesser Verhältnis von Austritt zu Eintritt und somit die Zylindrizität stark beeinflusst. Der deduktive Schluss vom Durchmesser Verhältnis auf die Zylindrizität ist insofern zulässig, da in keinem der Versuche taillierte bzw. doppeltkonische Bohrungen nachgewiesen werden konnten.

Bei der untersuchten Materialstärke von 1 mm kann nur für einen engen Bereich der Fokusslage, etwa zwischen 150 und 300 μm unterhalb der Werkstückoberfläche, überhaupt ein Durchmesser Verhältnis von eins über die Energiedichte eingestellt werden. Daraus ergeben sich zwei Möglichkeiten zur Einstellung der Konizität:

- Grobjustage mittels der Fokusslage,
- Feinabgleich über die Energiedichte.

Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass für alle drei eingesetzten Werkstoffe unabhängig von der Wellenlänge Fokusslagen gefunden werden können, die nahezu zylindrische Bohrungen mit geringen Kantenverrundungen am Eintritt ermöglichen. Bei Materialstärken zwischen 0,8 und 1 mm ergaben sich für Rayleighlängen zwischen etwa 100 und 200 μm optimale Fokusslagen von 100 bis 300 μm unterhalb der Werkstückoberfläche. Die bei diesen Fokusslagen mit dem LSM vermessenen Kantenverrundungen lagen am Eintritt zwischen zwei und fünf Mikrometern und waren am Austritt kleiner ein bis zwei Mikrometer. Bei falscher Wahl von Fokusslage und Energiedichte kann die Kantenverrundung am Eintritt jedoch schnell auf Werte um 10 bis 25 μm ansteigen, während sie am Austritt unbeeinflusst bleibt. Verschiedene Anwendungsbeispiele, welche die erreichbare Qualität demonstrieren finden sich am Ende dieses Kapitels.

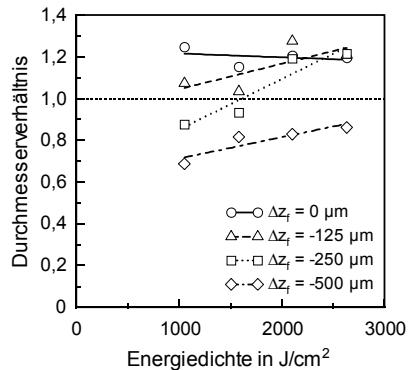


Abb. 7.7: Einfluss von Energiedichte und Fokusslage auf das Durchmesser Verhältnis (Si_3N_4 ; $\lambda = 532 \text{ nm}$; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $s = 1 \text{ mm}$).

7.2.3 Bohrdauer

In den bisherigen Betrachtungen wurde davon ausgegangen, dass die Bohrzeit von typischerweise 60 Sekunden ausreichend lang gewählt war und bei Beendigung des Bohrvorgangs die Bohrlochgeometrie vollständig ausgebildet vorlag. Dass diese Annahme berechtigt war und bei ausreichend langer Bohrdauer mit zunehmender Pulszahl keine weitere Veränderung des Durchmesser Verhältnisses mehr erzielt wird, zeigt Abbildung 7.8. Als Zielgröße wurde für die Bohrung in eine 0,6 mm starke Siliziumnitridprobe ein Durchmesser von 100 μm vorgegeben. Die Wendeldurchmesser wurden dementsprechend wellenlängenabhängig angepasst. Nach einer Bohrdauer von etwa drei

bis vier Sekunden ändern sich für beide Wellenlängen der Ein- und Austrittsdurchmesser nicht mehr nennenswert, das Durchmesserverhältnis bleibt konstant. Die etwas größeren Schwankungen bei 532 nm Bearbeitungswellenlänge sind dabei durch die geringere Leistungsstabilität der Strahlquelle im frequenzkonvertierten Betrieb bedingt.

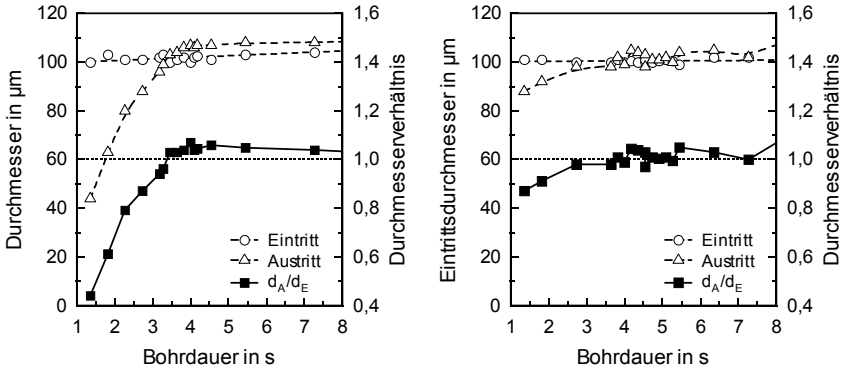


Abb. 7.8: Verlauf von Ein- und Austrittsdurchmesser in Abhängigkeit von der Bohrdauer für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ (links) und $\lambda = 532 \text{ nm}$ (rechts)
(Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $H = 840 \text{ J/cm}^2$; $s = 0,6 \text{ mm}$).

In den beiden Diagrammen zeigt sich darüber hinaus noch ein Phänomen, dass fertigungstechnisch von Bedeutung sein kann. Während der Eintrittsdurchmesser für beide Wellenlängen schon nach kurzen Bohrdauern vollständig ausgestaltet ist, ergibt sich für die Ausbildung des Austrittsdurchmessers im Bohrverlauf eine starke Wellenlängenabhängigkeit. In der Grundwellenlänge ist der Austrittsdurchmesser zunächst gering, steigt dann allerdings stark an, bis er nach etwa drei bis vier Sekunden in einen Sättigungswert übergeht. Für die grüne Wellenlänge hingegen liegt der Durchmesser des Austritts schon nach kurzer Bohrdauer in der Nähe desjenigen des Eintritts, erreicht diesen durch die geringere Aufweitwirkung des Plasmas allerdings auch erst nach ähnlichen Zeiten. In diesem Fall kann aufgrund des größeren Austrittsdurchmessers ein größerer Anteil der Strahlung ungenutzt durch die Bohrkapillare propagieren. Dies muss insbesondere bei der Herstellung von Düsenbohrungen beachtet werden, da hier besondere Anforderungen an einen Rückwandschutz gestellt werden müssen.

7.2.4 Anstellwinkel

Durch entsprechende Kombination der oben beschriebenen Einflussgrößen konnten zylindrische Bohrungen in den untersuchten keramischen Werkstoffen hergestellt werden. Hierzu waren jedoch teilweise hohe Energiedichten erforderlich, was sich besonders in Hinblick auf eine Mengenproduktion von präzisen Bohrungen als problematisch

erweist. Je nach Materialstärke, Wellenlänge und Repetitionsrate wurden Pulsenergien zwischen 1,5 und 5 mJ benötigt. Soll die Bohrdauer gegenüber den eingesetzten Systemen verkürzt werden, so muss die Pulswiederholrate der Lasersysteme gesteigert werden. Hierzu wären dann bei 10 kHz Repetitionsrate Strahlquellen mit einer mittleren Leistungen von 30 bis 50 W bei ausgezeichneter Strahlqualität und Leistungsstabilität erforderlich. Diese Spezifikationen bei den gleichzeitig erforderlichen kurzen Pulsdauern im unteren Nanosekundenbereich kostengünstig zu realisieren stellt hohe Anforderungen an die Strahlquellenentwicklung.

Aus diesem Grund wurden Überlegungen angestellt, wie bei geringen Energiedichten die Aufweitung am Strahlaustritt verbessert werden kann. Das Laserbohren mit einem zur Bohrungsachse angestellten Laserstrahl wurde dabei als besonders vielversprechend angesehen. Im Rahmen einer Dissertation wurde speziell für das Bohren mit Anstellwinkel eine Trepanieroptik entwickelt, die durch eine innovative Anordnung aus verdreh- und verschiebbaren Keilplatten ein hochpräzises Umlaufen des angestellten Laserstrahls auf einer Kreisbahn ermöglicht [99]. Das Funktionsprinzip wurde in Kapitel 4.3.2 bereits kurz erläutert. Ein typisches Ergebnis, welches mit dieser Trepanieroptik erzeugt wurde und den Einfluss des Anstellwinkels auf das Durchmesserverhältnis demonstriert, zeigt Abbildung 7.9.

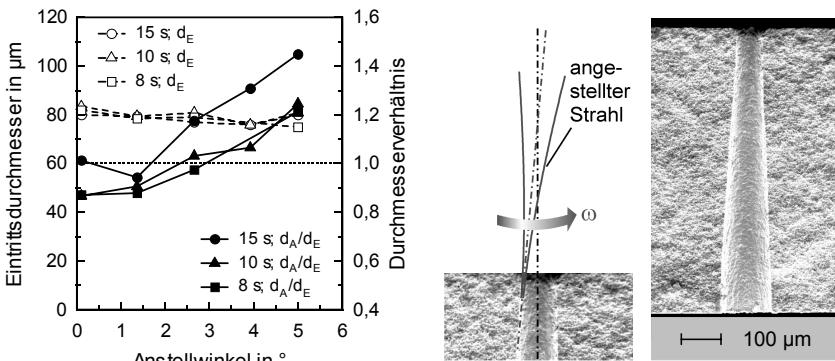


Abb. 7.9: Wendelbohren mit Anstellwinkel

(AlN; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $s = 0,64 \text{ mm}$).

Während der Eintrittsdurchmesser nahezu unabhängig vom Anstellwinkel bleibt, kann mit zunehmendem Winkel eine deutliche Steigerung des Durchmesserverhältnisses erreicht werden. Auf diese Weise lassen sich sogar stark negativ konische Bohrungen erzeugen, deren Durchmesserverhältnisse deutlich über 1,5 liegen. Die rechts in Abbildung 7.9 dargestellte Bohrung in Aluminiumnitrid besitzt bei einer Materialstärke von $640 \mu m$ einen Eintrittsdurchmesser von etwa $60 \mu m$ und einen Austrittsdurchmesser von etwa $120 \mu m$.

Das Bohren mit Anstellwinkel erweist sich aber auch hinsichtlich der erforderlichen Bohrdauer als zielführend. Um ohne Anstellwinkel eine zylindrische Bohrung zu erhalten ist eine Bohrzeit von 15 Sekunden erforderlich. Wird dagegen der Anstellwinkel auf drei Grad erhöht, so kann mit ansonsten identischen Parametern bereits in etwa der halben Bearbeitungszeit eine zylindrische Bohrung erzeugt werden.

Die Ergebnisse verdeutlichen, dass mit dem Anstellwinkel eine weitere wichtige Stellgröße für die gezielte Beeinflussung von Bohrgeometrie und -dauer zur Verfügung steht, welche in Kombination mit der Fokuslage und der Energiedichte die Flexibilität des Wendelbohrens hinsichtlich der zu erzeugenden Bohrungsform erhöht.

7.3 Anwendungsbeispiele und technologische Bewertung

Abschließend soll nun das Potential des Wendelbohrens zur Herstellung von Präzisionsbohrungen in keramischen Werkstoffen an Hand einiger Beispiele aufgezeigt werden.

Abbildung 7.10 zeigt auf der rechten Seite REM-Aufnahmen einer Bohrung in 800 μm starkem Aluminiumoxid. Der Eintrittsdurchmesser beträgt 49 μm und der Austrittsdurchmesser 43 μm bei einem Aspektverhältnis von 16. Die Bearbeitungsdauer betrug in diesem Fall 30 Sekunden. Die Bohrung ist an Ein- und Austritt sehr scharfkantig und weist eine sehr gute Rundheit auf. Dies ist auch in der farbkodierten Höhendarstellung des Eintritts im linken Teil von Abbildung 7.10 gut zu erkennen.

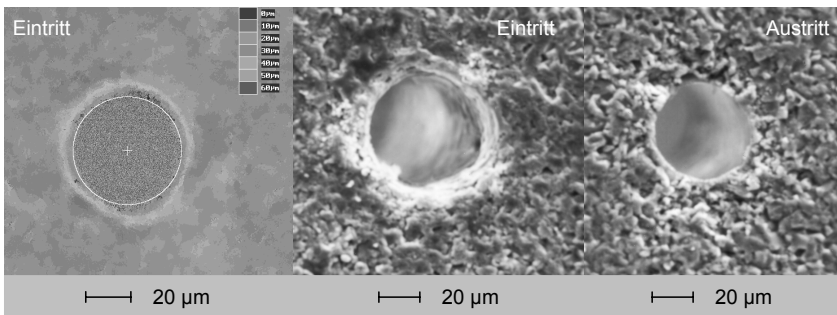


Abb. 7.10: Mikroboreung in Aluminiumoxid

($\lambda = 532 \text{ nm}$; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $f_p = 1000 \text{ Hz}$; $H = 1600 \text{ J/cm}^2$; $s = 0,8 \text{ mm}$).

Eine Bohrung mit vergleichbarem Aspektverhältnis zeigt Abbildung 7.11 für Siliziumnitrid. Der Eintrittsdurchmesser liegt in diesem Fall bei 70 μm und der Austrittsdurchmesser bei 69 μm . Die Materialstärke von 1 mm wurde dabei in 45 Sekunden durchbohrt. Auch hier zeigen die REM- und LSM-Aufnahmen eine gute Rundheit und scharfe Bohrungskanten an Ein- und Austritt.

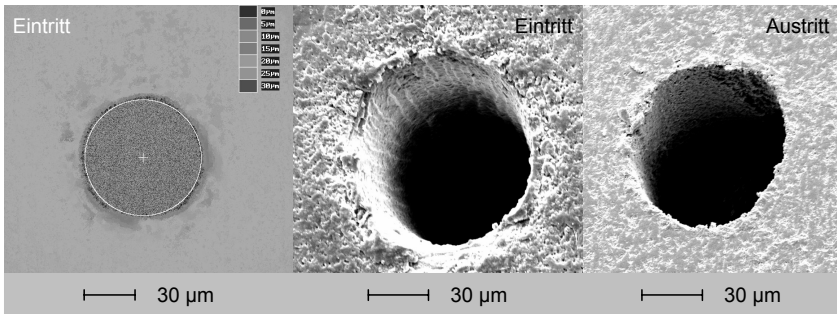


Abb. 7.11: Mikrob Bohrung in Siliziumnitrid
 $(\lambda = 532 \text{ nm}; \tau_H = 10 \text{ ns}; f_p = 1000 \text{ Hz}; H = 1600 \text{ J/cm}^2; s = 1 \text{ mm})$.

Für die Keramiken wurden somit Durchmesser und Aspektverhältnisse erreicht, die bei dieser Werkstoffklasse bisher nicht realisierbar waren. Die demonstrierte Bohrungsgüte macht den Einsatz des Laserbohrens für die Herstellung keramischer Düsen denkbar. Daher wurde von einem Anbieter keramischer Produkte eine Wirtschaftlichkeitsrechnung durchgeführt, die das Laserbohren mit dem Hartbohren vergleicht [112]. Als Basis für die Berechnung dienten die für Aluminiumoxid bei einer Materialstärke von 0,8 mm in den Versuchen ermittelten Bohrdauern mit dem kommerziellen Lasersystem (System III) bei einer Repetitionsrate von 2 kHz.

Aus Abbildung 7.12 ist ersichtlich, dass für Bohrungsdurchmesser kleiner etwa 150 µm das Laserbohren sehr wohl mit dem Hartbohren hinsichtlich der Kosten pro Millimeter Bohrtiefe konkurrieren kann. Mit zunehmendem Bohrungsdurchmesser steigen allerdings die Bearbeitungsdauer, aufgrund zunehmender abzutragender Volumina, und damit auch die Bohrkosten an. Hinsichtlich der Abgrenzung der Verfahren gegeneinander muss wiederum bedacht werden, dass mit Hartbohren praktisch keine Durchmesser kleiner 0,8 mm hergestellt werden können, während für das Laserbohren noch Durchmesser kleiner 100 µm möglich sind.

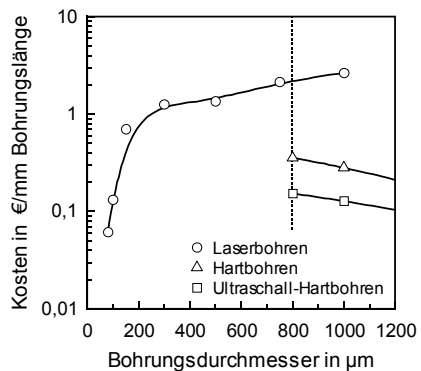


Abb. 7.12: Wirtschaftlichkeitsvergleich für das Laser- und Hartbohren.

Um die geforderte Präzision zu erreichen, ist das Laserbohren mit den momentan am Markt verfügbaren Lasersystem jedoch auf Materialstärken um einen Millimeter begrenzt, während beim Hartbohren Bohrungslängen bis zu acht Millimeter erreicht werden können.

Bei diesen Vergleichen muss allerdings auch berücksichtigt werden, dass momentan eine rasche Entwicklung auf dem Gebiet der diodengepumpten Festkörperlaser stattfindet, da ihr Potential für die Herstellung von Präzisionsbohrungen in metallischen und keramischen Werkstoffen erkannt wurde. So waren bei Beendigung dieser Arbeit bereits erste industrietaugliche Geräte mit Repetitionsraten von 10 kHz am Markt erhältlich, die bei kurzer Pulsdauer auch eine ausreichende Energie zur Verfügung stellen. In absehbarer Zeit sollte die Repetitionsrate noch weiter erhöht werden können, sodass eine weitere Reduzierung der Bohrkosten möglich sein sollte.

Neben der Wirtschaftlichkeit spielt auch die Stabilität eines Prozesses in der industriellen Umsetzung eine wichtige Rolle. Um Aussagen über die Reproduzierbarkeit zu treffen, wurden 50 Bohrungen mit einem Durchmesser von etwa 100 μm in Proben mit einer Materialstärke von 0,6 mm eingebracht. Im Allgemeinen ist die entstehende Bohrlochkontur dabei nicht ideal kreisförmig, in Anlehnung an [127, 128] werden daher die folgenden Größen zur Charakterisierung verwendet:

Der mittlere Eintrittsdurchmesser \overline{d}_E einer Bohrung ist der Mittelwert aus den Durchmessern des kleinsten umschriebenen Kreises $d_{E, \max}$ und des größten eingeschriebenen Kreises $d_{E, \min}$:

$$\overline{d}_E = \frac{d_{E, \max} + d_{E, \min}}{2}. \quad (7.1)$$

Die Rundheitsabweichung r' ergibt sich aus der Differenz der Radien obiger Kreise:

$$r' = \frac{d_{E, \max} - d_{E, \min}}{2}. \quad (7.2)$$

In Tabelle 7.1 sind die Ergebnisse der Reproduzierbarkeitsuntersuchung zusammengefasst, die angegebenen Abweichungen geben dabei die Standardabweichung wieder:

Werkstoff	Si_3N_4		Al_2O_3
Wellenlänge [nm]	1064	532	1064
mittlerer Eintrittsdurchmesser \overline{d}_E [μm]	$107,9 \pm 1,3$	$104,0 \pm 2,8$	$100,5 \pm 2,4$
Durchmesserverhältnis $\overline{d}_A / \overline{d}_E$	$0,96 \pm 0,02$	$1,02 \pm 0,02$	$0,81 \pm 0,03$
Rundheitsabweichung r' [μm]	$3,7 \pm 0,8$	$2,9 \pm 0,7$	$3,6 \pm 1,2$

Tabelle 7.1: Reproduzierbarkeit beim Laserbohren von Keramiken [129]

($\tau_H = 20 \text{ ns}$; $f_p = 2000 \text{ Hz}$; $s = 0,6 \text{ mm}$).

Der Bohrungsdurchmesser konnte in den Versuchen nicht exakt auf $100\text{ }\mu\text{m}$ eingestellt werden, da die Scannersteuerung nur Abstufungen von $5\text{ }\mu\text{m}$ im Wendelradius zuließ. Die Bohrungen weisen eine sehr gute Konstanz im mittleren Durchmesser und im Durchmesser-Verhältnis auf. Schwankungen werden dabei hauptsächlich durch Leistungsschwankungen der Strahlquelle hervorgerufen und fallen im frequenzverdoppelten Betrieb etwas stärker aus. Rundheitsabweichungen in der vorliegenden Größenordnung sind zu erwarten gewesen, da die Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück mit dem Scannersystem realisiert wurde. Sowohl die Bahnabweichung der Galvanometerspiegel als auch mögliche Asymmetrien im Strahlprofil beeinflussen in diesem Fall die Rundheit der Bohrung. Durch den Einsatz einer luftgelagerten Drehachse bei stillstehendem Laserstrahl konnte die Rundheitsabweichung auf unter $1,5\text{ }\mu\text{m}$ gesenkt werden, für den Einsatz der Trepanieroptik sind ähnliche Werte zu erwarten.

Die Geometriegenauigkeit und Effizienz der Laserbearbeitung zur Erzeugung hochpräziser Mikrobohrungen konnte mit der vorgestellten Verfahrenstechnik deutlich gesteigert werden. So erreicht die Genauigkeit beispielsweise die für Einspritzsysteme von Großmotoren vorgegebenen Toleranzwerte. Abbildung 7.13 zeigt einen Demonstrator einer keramischen Einspritzdüse, die aufgrund ihrer thermischen und mechanischen Materialeigenschaften in solchen Großmotoren eingesetzt werden könnte. Die scharfkantige Düsenbohrung hat einen Durchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$.

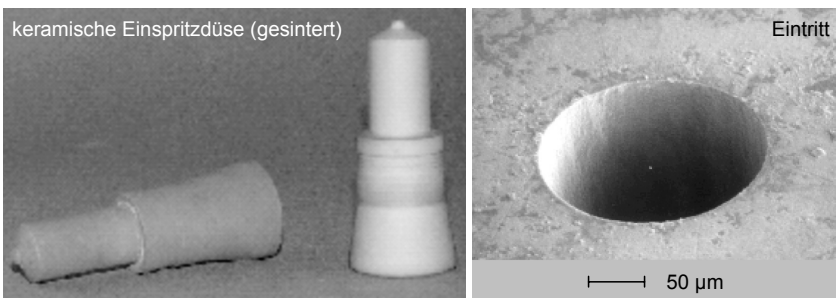


Abb. 7.13: Einspritzdüse aus Siliziumnitrid und lasergebohrte Düsenöffnung [130].

Die Überführung dieser grundlegenden Erfolge in großserientechnische Anwendungen bedarf allerdings weiterführender Arbeiten. So ist neben der bereits angesprochenen Steigerung der Bohrrate auch die Ergänzung der Bohrtechnologie durch eine entsprechende Prozesskontrolle notwendig.

8 Untersuchungen zum Laser-Erodieren

Einen neuen Ansatz zur hochpräzisen Herstellung von Durchbrüchen mit komplexen Geometrien stellt das Laser-Erodieren dar. Hierbei handelt es sich um eine Erweiterung des Wendelbohrens, bei der die Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück nicht auf eine Kreisbahn beschränkt ist, sondern vielmehr nahezu beliebige Bahngeometrien mit einer geeigneten Ablenkoptik oder durch Tischbewegung abgefahren werden können. Im Gegensatz zum konventionellen Schneiden, welches im Wesentlichen ein perkussierendes Einstechen bzw. Durchbohren gefolgt vom eigentlichen Schneidvorgang darstellt, wird beim Laser-Erodieren, ebenso wie beim Wendelbohren, die Durchbohrung erst nach einer Vielzahl von Umläufen erreicht. Abbildung 8.1 stellt schematisch die verschiedenen Prozessstrategien gegenüber.

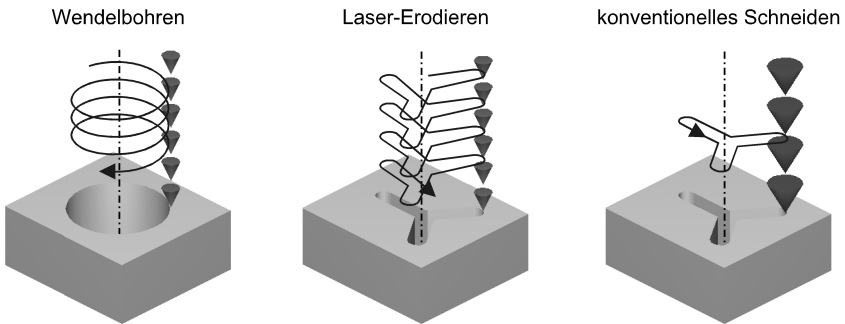


Abb. 8.1: Prozessstrategien zur Erzeugung von Durchbrüchen hoher Präzision mit Laserstrahlung.

Ebenso wie beim Trepanieren [131], können bedingt durch die Verfahrenstechnik auch beim konventionellen Feinschneiden [132] Abweichungen von der Sollgeometrie auftreten, die durch das Anfahren der Kontur nach dem Einstechen verursacht werden. Durch entsprechend angepasste Bahnkurven können diese zwar minimiert, jedoch nicht ganz vermieden werden [131]. Demgegenüber können mit Hilfe der Prozesstechnik des Laser-Erodierens diese Abweichungen von der Sollkontur vollständig vermieden werden. Daneben sprechen aber noch weitere verfahrensbedingte Vorteile für das Laser-Erodieren, die nachfolgend unter den Gesichtspunkten Prozessqualität und -effizienz betrachtet werden.

8.1 Verfahrensbedingte Vorteile des Laser-Erodierens

Für eine bessere Vergleichbarkeit des Laser-Erodierens mit dem konventionellen Schneiden ist es ebenso wie beim Bohren angebracht eine Normierung vorzunehmen. Abgesehen von den Qualitätsaspekten, ist die Prozessgeschwindigkeit ein entscheidendes Kriterium für ein Fertigungsverfahren. Daher ist es sinnvoll, für einen Vergleich der Bearbeitungsergebnisse der verschiedenen Prozessstrategien die effektive Bearbeitungsgeschwindigkeit v_{eff} zu Grunde zu legen. Sie ergibt sich aus dem Quotienten der instantanen Vorschubgeschwindigkeit v und der Anzahl der Überfahrten Z :

$$v_{eff} = \frac{v}{Z}. \quad (8.1)$$

Bei der Herstellung von Durchbrüchen mit komplexen Strukturen werden geschlossene Konturen abgefahren, sodass auch bei Mehrfachüberfahrten keine Bewegung mit ausgeschaltetem Laserstrahl erfolgt. Dadurch wird bei gleicher effektiver Vorschubgeschwindigkeit die Kontur für das konventionelle Schneiden und das Laser-Erodieren in identischen Zeiten abgefahren, auch wenn sich die realen Vorschubgeschwindigkeiten dabei unterscheiden.

8.1.1 Prozessqualität

An Hand von Abbildung 8.2 kann sehr deutlich der Einfluss der Prozessstrategie auf die Bearbeitungsqualität demonstriert werden. Beispielhaft sind hier Schnittfugen und -flanken für das konventionelle Schneiden und das Laser-Erodieren von einem Millimeter starkem Siliziumnitrid bei gleicher effektiver Vorschubgeschwindigkeit gegenüber gestellt.

Die Schnittfugen im linken Teil der Abbildung wurden mit einem effektiven Vorschub von 2,4 mm/min hergestellt. Bei dieser Geschwindigkeit erfolgt keine vollständige Durchtrennung, sodass nach dem Aufschleifen der Probe ein Einblick in den Schnittspalt möglich wird. Für den Fall der Bearbeitung mit einer Überfahrt ergibt sich eine unregelmäßige Schnittspaltgeometrie, während durch Mehrfachüberfahrten eine homogene, gleichmäßige Schnittfuge mit einer Spaltbreite von etwa 40 μm erzeugt werden kann. Bei der vorliegenden Materialstärke entspricht dies einem Aspektverhältnis von 25. Insbesondere in der Detailvergrößerung ist beim konventionellen Schneidprozess deutlich das im Fugengrund verbleibende redeponierte Material zu erkennen. Beim Laser-Erodieren hingegen wurde die ablatierte Keramik vollständig aus der Wechselwirkungszone entfernt, der Nutgrund ist dadurch frei von redeponiertem Material.

Darüber hinaus zeigen die im rechten Teil der Abbildung dargestellten Schnittflanken einen weiteren Vorteil des Laser-Erodierens. Um eine vollständige Durchtrennung der Probe zu erreichen, wurde die effektive Vorschubgeschwindigkeit auf 1,2 mm/min gesenkt. Für die Mehrfachüberfahrt ergibt sich gegenüber der Bearbeitung mit einer

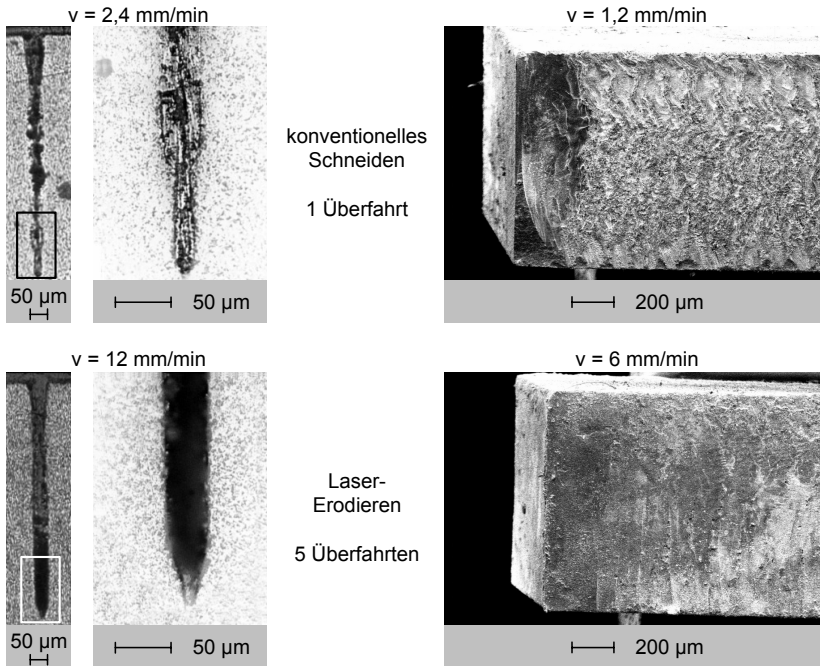


Abb. 8.2: Schnittfugen (links) und -flanken (rechts) für das konventionelle Schneiden (oben) und das Laser-Erodieren (unten) bei gleichem eff. Vorschub [133] (Si_3N_4 ; $\lambda = 532 \text{ nm}$; $H = 2100 \text{ J/cm}^2$; $v_{\text{eff}} = 2,4 / 1,2 \text{ mm/min}$; $s = 1 \text{ mm}$).

Überfahrt auch eine wesentlich glattere und homogenere Schnittflanke. In Anlehnung an [134] wurde mit einem mechanischen Messtaster eines Tastschnittgeräts ein Vergleich der Rautiefen der Schnittflanken vorgenommen. Bei ansonsten identischen Parametern konnte allein durch die Prozesstechnik mit Mehrfachüberfahrten der Mittenrauwert R_a der Schnittflanke von $2,5 \mu\text{m}$ auf $1,3 \mu\text{m}$ nahezu halbiert werden. Eine abermalige Erhöhung der Zahl der Überfahrten auf zehn führte danach lediglich noch zu einer Reduzierung des Mittenrauwertes R_a auf $1,1 \mu\text{m}$. Mit weiter zunehmender Zahl an Überfahrten scheint also keine wesentliche Reduktion der Rauheit mehr möglich zu sein.

Diese deutliche Qualitätsverbesserung beim Laser-Erodieren lässt sich durch den gegenüber dem konventionellen Schneidprozess verbesserten Materialabtrieb und die geringere Wärmebelastung erklären. Aufgrund der höheren Geschwindigkeit sinkt die Streckenenergie ebenso wie die lokale Wechselwirkungszeit zwischen Laserstrahl und Werkstück ab. Dadurch werden pro Überfahrt kleinere Volumina abgetragen, die dann wesentlich besser aus dem Schnittspalt ausgetrieben werden können.

8.1.2 Prozesseffizienz

Die grundlegenden experimentellen Untersuchungen zum Bohrprozess haben gezeigt, dass eine Bearbeitungsstrategie, bei der die Durchbohrung erst nach einer Vielzahl von Umläufen erreicht wird, wesentliche Vorteile sowohl hinsichtlich der Präzision der zu erzeugenden Bohrungen als auch in Bezug auf die Bohrrate aufweist. Dies legt die Vermutung nahe, dass auch das Laser-Erodieren im Vergleich zum konventionellen Schneiden zu einer Erhöhung der Prozesseffizienz führt. Diese Annahme wird durch die in Abbildung 8.3 dargestellten Schnittfugen bestätigt. Bei gleicher effektiver Vorschubgeschwindigkeit zeigt sich mit zunehmender Zahl der Überfahrten, wie oben bereits diskutiert, nicht nur eine Zunahme der Qualität des Schnittspalts, sondern auch der Tiefe. Eine quantitative Betrachtung

dieses Phänomens zeigt Abbildung 8.4 für Siliziumnitrid und Aluminiumoxid bei verschiedenen Wellenlängen. Unabhängig von Keramiksorte und Wellenlänge ergibt sich bei festgehaltener effektiver Schnittgeschwindigkeit durch eine Erhöhung der Zahl der Überfahrten eine deutliche Zunahme der Schnittfugentiefe zwischen 50 und 100 μm .

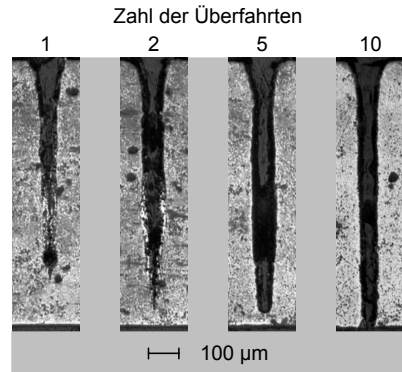


Abb. 8.3: Einfluss von Mehrfachüberfahrten auf die Tiefe der Schnittfugen (Si_3N_4 ; $v_{\text{eff}} = 1,2 \text{ mm/min}$).

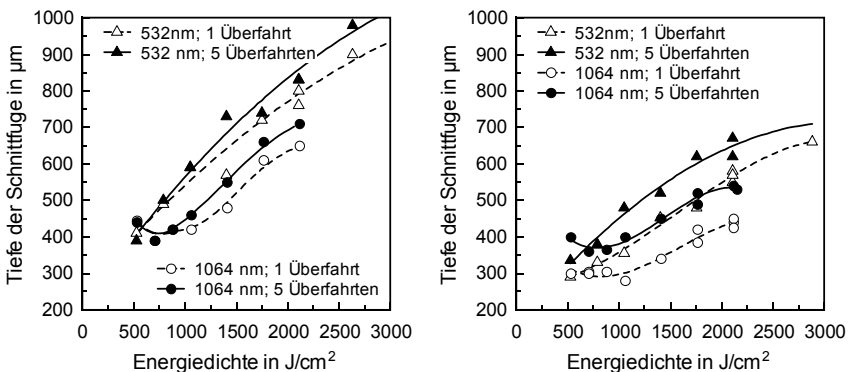


Abb. 8.4: Einfluss von Mehrfachüberfahrten auf die Prozesseffizienz für Siliziumnitrid (links) und Aluminiumoxid (rechts) bei verschiedenen Wellenlängen und konstanter effektiver Vorschubgeschwindigkeit $v_{\text{eff}} = 2,4 \text{ mm/min}$.

Dies bedeutet, dass gegenüber dem konventionellen Schneiden durch eine Prozessstrategie mit Mehrfachüberfahrten bei gleicher Bearbeitungsdauer größere Materialstärken durchtrennt werden können bzw. bei vorgegebener Materialstärke die Bearbeitungsdauer reduziert werden kann.

Aufgrund der Tatsache, dass die oben dargestellten Versuche sich nur in der Zahl der Überfahrten unterschieden haben, kommt als Erklärung für die Erhöhung der Prozesseffizienz der verbesserte Materialaustrieb und/oder die verbesserte Energieeinkopplung beim Laser-Erodieren in Frage. Bei Konturlängen oberhalb von 1 bis 2 mm, die in anwendungsrelevanten Bauteilen durchaus realistisch sind, könnte hier insbesondere die Reduzierung der Wechselwirkung des Laserstrahls mit dem in Kapitel 6.2.3 beschriebenen partikelgezündeten Plasma zur Erhöhung der Prozesseffizienz beitragen. Durch die höhere Vorschubgeschwindigkeit wird pro Überfahrt weniger Material abgetragen. Die Partikeldichte ist dadurch geringer, das Abströmen erfolgt schneller und die Wechselwirkungszeit der Partikel mit dem Laserstrahl wird reduziert, sodass die abschirmende Wirkung des Plasmas abnimmt. Darüber hinaus kann die Erhöhung der Prozesseffizienz aber auch durch die beim Laser-Erodieren stark reduzierten Ablagerungen bedingt sein.

8.2 Einfluss von Wellenlänge und Prozessgas auf die Bearbeitung

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten experimentellen Befunde gelten prinzipiell für alle drei untersuchten Werkstoffe. Bei Zirkonoxid ergab sich jedoch in der Grundwellenlänge eine Besonderheit gegenüber den übrigen Werkstoffen.

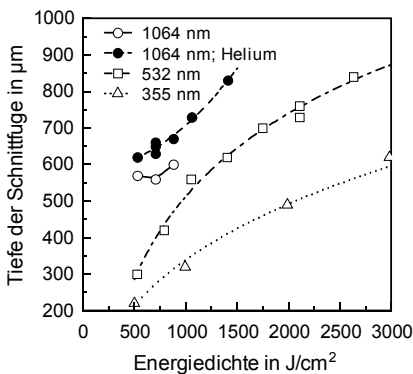


Abb. 8.5: Einfluss der Energiedichte und Wellenlänge auf die Schnitftiefen für Zirkonoxid ($\tau_H = 10$ ns; $v_{eff} = 2,4$ mm/min).

Oberhalb einer Energiedichte von etwa 900 bis 1000 J/cm² kam es unabhängig von der Prozessstrategie zur Ausbildung von Rissen in der Keramik. Dieses Verhalten konnte nur in der Grundwellenlänge beobachtet werden. Für die frequenzverdoppelte und -verdreifachte Wellenlänge hingegen ergab sich ohne das Auftreten von Rissen eine kontinuierliche Zunahme der Tiefe der Schnittfuge mit steigender Energiedichte, wie Abbildung 8.5 zeigt.

Eine mögliche Erklärung für die Rissbildung findet sich in den thermophysikalischen Stoffkennwerten. Zirkonoxid besitzt von allen drei Keramiken den

größten Wärmeausdehnungskoeffizienten und die geringste Wärmeleitfähigkeit. Darüber hinaus kann es, wie im Anhang beschrieben, abhängig von der Stabilisierung des Zirkonoxids bei Temperaturerhöhungen zu Phasenumwandlungen kommen, die mit einer Volumenänderung einhergehen. Als ursächlich für die thermische Belastung können dabei zwei Faktoren angesehen werden:

- Die Pulsenergie:

In der frequenzverdoppelten und -verdreifachten Wellenlänge können aufgrund der kleineren Fokusdurchmesser zwar größere Energiedichten erreicht werden, die maximale Pulsenergie liegt systembedingt aber noch unterhalb der Pulsenergie, bei welcher in der Grundwellenlänge erste Risse auftraten. Dass bei höheren Pulsenergien und damit höheren mittleren Leistungen auch für die kürzeren Wellenlängen Risse auftreten, kann daher nicht ausgeschlossen werden und ist zu vermuten.

- Die Plasmatemperatur:

Die höchste Plasmatemperatur und damit die höchste Temperaturwechselbelastung der Keramik liegt bei der Bearbeitung in der Grundwellenlänge ohne Prozessgas vor. Durch den Einsatz von Helium als Prozessgas oder Verkürzung der Wellenlänge kann die Plasmatemperatur und damit die Rissbildung bei Zirkonoxid deutlich reduziert werden.

Des Weiteren ist aus Abbildung 8.5 ersichtlich, dass durch den Einsatz von Helium in der Grundwellenlänge auch die Tiefe der Schnittfuge erhöht werden kann, welche letztendlich ein Maß für die durchtrennbare Materialstärke darstellt. Aus diesem Grund wurde für die beiden anderen Keramiken ebenfalls der Einfluss von Prozessgasen untersucht.

8.2.1 Prozesseffizienz

Der Einfluss des Prozessgases auf die Tiefe der Schnittfuge in der Grundwellenlänge ist beispielhaft für Siliziumnitrid in Abbildung 8.6 dargestellt. Das Prozessgas wurde dabei koaxial zum Laserstrahl mit einem Druck von 8 bar bei 1000 Nl/h Durchfluss zugeführt. Wird die Tiefe der Schnittfuge wieder als Maß für die durchtrennbare Materialstärke gesehen, so ergibt sich auch hier der für das Laserschneiden von Metallen bekannte „hyperbolische“ Zusammenhang zwischen der Schnittgeschwindigkeit und der Materialdicke bei ansonsten gleichen Parametern [2].

Durch den Einsatz von Helium kann für eine Materialstärke von 1 mm beispielsweise der Vorschub von etwa 1 mm/min auf mehr als 2,5 mm/min verdoppelt werden. Dies könnte auf die in diesem Fall geringeren Temperaturen und Elektronendichten im laserinduzierten Plasma und die daraus resultierende geringere Abschirmung zurückzuführen sein, denn der Absorptionsgrad des Plasmas hängt stark von der Dichte des Umgebungsgases sowie der Temperatur und dem Druck hinter der Stoßfront ab. Mit zunehmendem Dichtegradienten an der Stoßfront steigt die Temperatur sowie die Elektro-

nendichte hinter der Stoßfront und damit auch der Absorptionsgrad im Plasma an [74]. Auf diese Weise kann die Zunahme der Schnitffugentiefe für Helium und die starke Abnahme für Druckluft erklärt werden, da mit steigender Gasdichte der Absorptionsgrad des Plasma zunimmt. Gegenüber anderen Prozessgasen kann bei Helium neben der geringeren Dichte auch die Kühlwirkung durch die größere Wärmeleitfähigkeit und das höhere Ionisierungspotential die abschirmende Wirkung des Plasmas reduzieren.

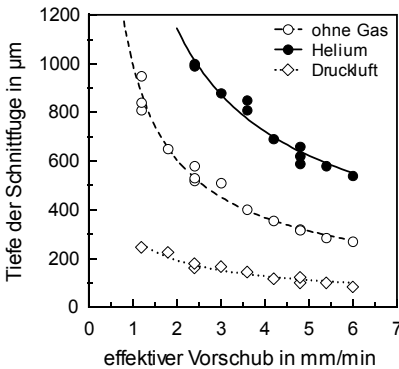


Abb. 8.6: Einfluss des Prozessgases auf die Bearbeitungsgeschwindigkeit (Si_3N_4 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $H = 2100 \text{ J/cm}^2$).

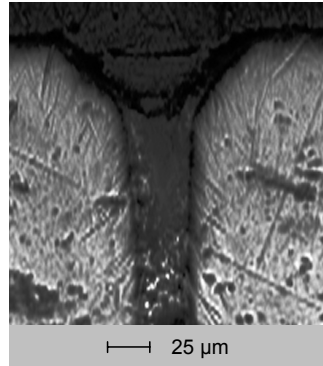


Abb. 8.7: Einfluss von Druckluft auf die Schnittspaltform (ZrO_2 ; $\lambda = 1064 \text{ nm}$; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $H = 700 \text{ J/cm}^2$).

Die Zunahme der Abschirmung für Druckluft zeigt sich auch in der Form des Schnittspalts, welcher in Abbildung 8.7 dargestellt ist und eine ausgeprägte „Weinglas“- oder „Nagelkopf“-Geometrie mit Verbreiterung des oberen Querschnittsbereichs aufweist. Ähnliche Ergebnisse wie für Druckluft wurden auch mit Argon als Prozessgas erzielt.

Inwiefern sich das Zusammenspiel von Prozessgas und Wellenlänge auf die Bearbeitungsgeschwindigkeit auswirkt, zeigt Abbildung 8.8 für Siliziumnitrid und Aluminiumoxid. Unabhängig von der Keramiksorte kann in der Grundwellenlänge durch den Einsatz von Helium bei gleicher Vorschubgeschwindigkeit eine deutlich größere Tiefe der Schnittfuge erreicht werden. Unter fertigungstechnischen Aspekten bedeutet dies im Umkehrschluss, dass bei vorgegebener Materialstärke höhere Vorschubgeschwindigkeiten erreicht werden können. Im frequenzverdoppelten Betrieb kann auch ohne die Verwendung von Prozessgas immer noch eine höhere Geschwindigkeit im Vergleich zur Bearbeitung in der Grundwellenlänge erreicht werden. Durch den Einsatz von Helium konnte in diesem Fall kein nennenswerter Geschwindigkeitsvorteil erzielt werden.

Die höhere Prozesseffizienz beim Einsatz von Helium im Infraroten ist auf die geringeren Abschirmungseffekte des laserinduzierten Plasmas gegenüber einer Bearbeitung ohne Prozessgas zurückzuführen. Aufgrund der zu kürzeren Wellenlängen hin ebenfalls

abnehmenden Plasmawechselwirkung kann bei 532 nm auch ohne Prozessgas eine höhere Geschwindigkeit im Vergleich zur Grundwellenlänge erreicht werden. Die Verwendung von Druckluft erweist sich im frequenzverdoppelten Betrieb ebenfalls als nicht sinnvoll, da durch den zunehmenden Dichtegradienten an der Stoßfront der Absorptionsgrad im Plasma ansteigt und die Fugentiefe wieder deutlich abnimmt.

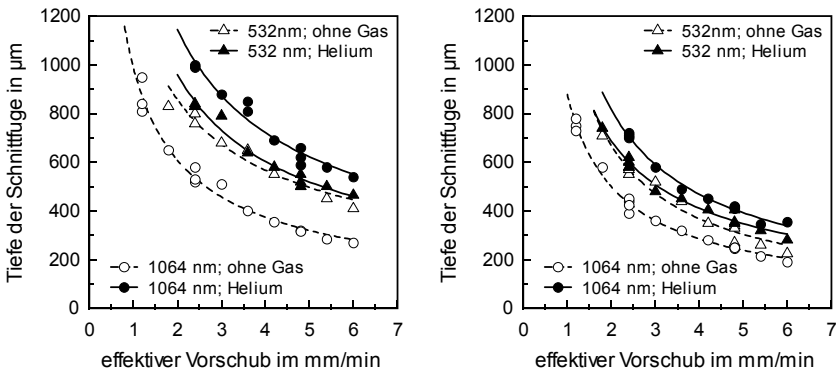


Abb. 8.8: Einfluss der Wellenlänge auf die Bearbeitungsgeschwindigkeit für Siliziumnitrid (links) und Aluminiumoxid (rechts) bei $H = 2100 \text{ J/cm}^2$.

Bei der Bearbeitung von Metallen hat das Prozessgas primär die Aufgabe die schmelzflüssige Phase aus dem Schnittspalt auszutreiben. Dies ist bei der Keramikbearbeitung mit kurzen Laserpulsen nicht erforderlich, da der Abtrag vor allem durch Sublimation und Verdampfung erfolgt. Die Hauptaufgabe des Prozessgases besteht in diesem Fall also darin, die Plasmawechselwirkung möglichst gering zu halten. Aus diesem Grund können die beschriebenen Phänomene sowohl beim konventionellen Schneiden als auch beim Laser-Erodieren beobachtet werden.

8.2.2 Prozessqualität

Neben dem Geschwindigkeitsaspekt müssen allerdings auch die Auswirkungen des Prozessgases auf die Bearbeitungsqualität berücksichtigt werden. Abbildung 8.9 zeigt REM-Aufnahmen typischer Schnittflanken für Aluminiumoxid bei verschiedenen Wellenlängen und Prozessgasen. Die beste Flankenqualität ergibt sich beim Schneiden ohne Prozessgas mit einer Wellenlänge von 1064 nm. Die Schnittflanke ist sehr homogen und weist praktisch keine redeponierte Schicht auf, der Mittenrauwert R_a der Schnittflanke liegt in diesem Fall bei 0,7 bis 0,8 μm . Für die Einordnung dieses Rauheitswertes kann ein Vergleich mit Aluminiumoxid-Substraten für die Elektronikindustrie vorgenommen werden. Hier werden für geläppte oder geschliffene Proben Mittenrauwerte von $R_a \leq 0,8 \mu\text{m}$ angegeben und für polierte Substrate von $R_a \leq 0,1 \mu\text{m}$ [29].

Durch den Einsatz von Helium verschlechtert sich die Qualität etwas, es bildet sich eine redeponierte Schicht von einigen Mikrometern Dicke aus, welche die Schnittflanke allerdings nicht vollständig bedecken muss. Der Mittenrauwert erhöht sich durch die kleinen Schichtabplatzungen auf Werte zwischen 1,5 und 2 μm . Ohne Prozessgas lassen sich mit einer Wellenlänge von 532 nm ebenfalls gute Schnittflankenqualitäten bei R_a -Werten von 1,0 bis 1,2 μm erzielen. Der Einsatz von Helium ist hier sowohl aus qualitativen als auch aus wirtschaftlichen Gründen nicht sinnvoll.

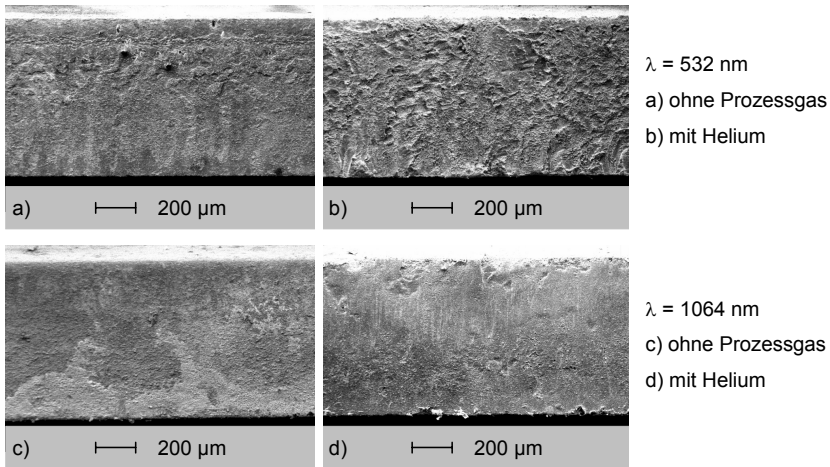


Abb. 8.9: Typische Schnittflanken für Aluminiumoxid (Al_2O_3 ; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $H = 2100 \text{ J/cm}^2$; $v_{\text{eff}} = 1,2 \text{ mm/min}$; $s = 0,8 \text{ mm}$).

Die in Abbildung 8.10 dargestellten Ergebnisse für Zirkonoxid zeigen, dass sich für diese Keramiksorte keine zu Aluminiumoxid vergleichbare Schnittflankenqualität erzielen lässt. Die beste Qualität ergibt sich für die frequenzverdoppelte Wellenlänge ohne Prozessgas. In diesem Fall liegen die Mittenrauwerte bei etwa 1 bis 2 μm . Mit Helium als Prozessgas weist die Flanke für beide Wellenlängen eine geschlossene redeponierte Schicht mit unregelmäßiger, schuppiger Struktur auf, die R_a -Werte liegen im Bereich von 2 bis 3 μm .

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass Zirkonoxid ohne Prozessgas in der Grundwellenlänge nur mit Energiedichten unterhalb von 900 J/cm^2 bearbeitet werden kann, da der Werkstoff sonst zur Ausbildung von Rissen neigt. Bei niedrigen Energiedichten sind die Rauheitswerte allerdings vergleichbar mit denjenigen in der frequenzverdoppelten Wellenlänge.

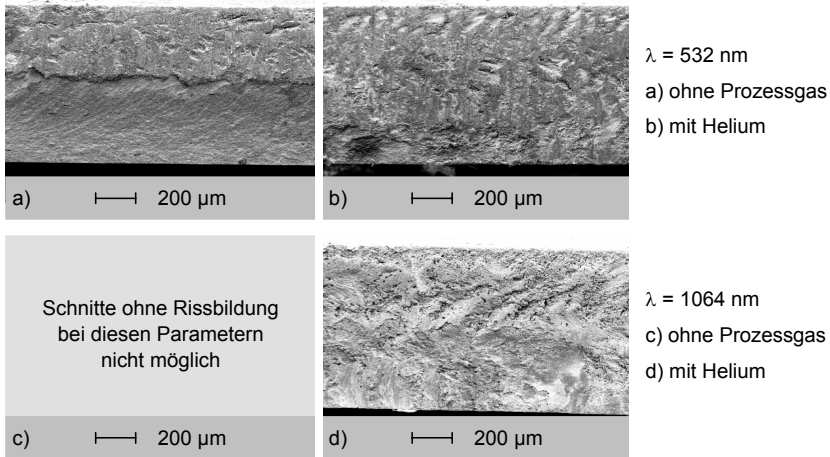


Abb. 8.10: Typische Schnittflanken für Zirkonoxid
 (ZrO_2 ; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $H = 2100 \text{ J/cm}^2$; $v_{\text{eff}} = 1,2 \text{ mm/min}$; $s = 0,8 \text{ mm}$).

Für Siliziumnitrid lassen sich dagegen wieder deutlich bessere Schnittflankenqualitäten erzeugen, wie die REM-Aufnahmen in Abbildung 8.11 zeigen. Bei den gewählten Bearbeitungsparametern konnte die Probe in der Grundwellenlänge ohne Prozessgas nicht vollständig durchtrennt werden. Die Aufnahme der aufgebrochenen Probe gibt aber einen guten Einblick in den schichtweisen Abtrag beim Laser-Erodieren. Wird die effektive Vorschubgeschwindigkeit reduziert, so lassen sich für die infrarote und die grüne Wellenlänge vergleichbare Schnittflanken mit Mittenrauwerten um $1 \mu\text{m}$ erzeugen. Der Einsatz von Helium verschlechtert die Qualität der Flanke, es bilden sich mehr oder weniger stark ausgeprägte redeponierte Schichten mit R_a -Werten zwischen 2 und $3 \mu\text{m}$.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die höchste Qualität der Schnittflanke ohne Prozessgas erreicht wird, wobei die Wahl der Wellenlänge stark vom zu bearbeitenden Werkstoff abhängt. Abgesehen von Zirkonoxid lassen sich in der Grundwellenlänge im Allgemeinen Schnittflanken mit geringen Ablagerungen und Rautiefen erzeugen. Hierfür ist das laserinduzierte Plasma verantwortlich, das neben der negativen, abschirmenden auch eine positive Wirkung besitzt und einem Plasmaätzprozess vergleichbar die Schnittfuge säubert und glättet.

Im Gegensatz dazu wird die höchste Bearbeitungsgeschwindigkeit allerdings in der Grundwellenlänge mit Helium als Prozessgas erzielt. Demnach stehen sich für den Einsatz von Prozessgasen die Merkmale Qualität und Quantität diametral gegenüber.

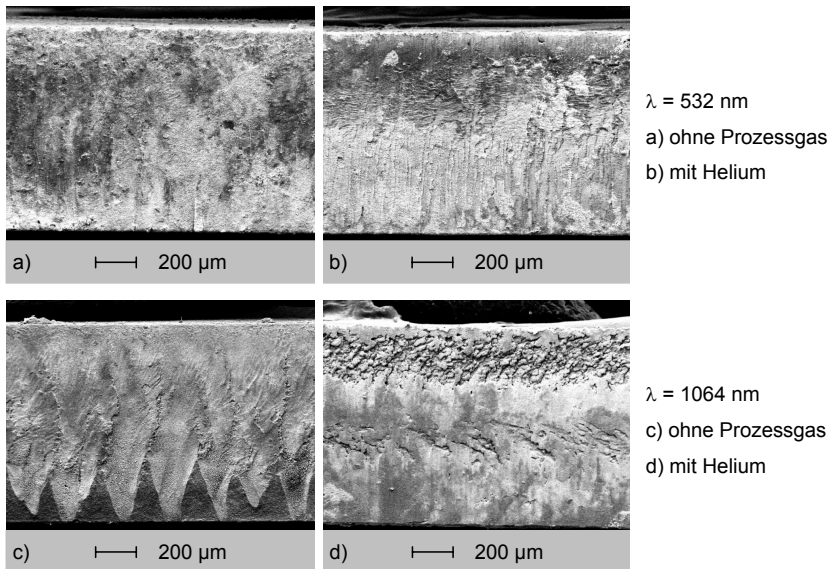


Abb. 8.11: Typische Schnittflanken für Siliziumnitrid
 (Si_3N_4 ; $\tau_H = 10 \text{ ns}$; $H = 2100 \text{ J/cm}^2$; $v_{eff} = 1,2 \text{ mm/min}$; $s = 1 \text{ mm}$).

8.3 Anwendungsbeispiele und technologische Bewertung

Eine beispielhafte Anwendung, welche die Möglichkeiten des Laser-Erodierens aufzeigt, ist in Abbildung 8.12 dargestellt. Hier wurde eine sogenannte Trilobal-Geometrie mit einer Schenkelbreite von $100 \mu\text{m}$ und einer Schenkellänge von $300 \mu\text{m}$ in Aluminiumoxid erzeugt. Der Durchbruch wurde mit einer aus der Dentaltechnik stammenden Abformmasse ausgegossen, da ein einfacher Längsschliff die Geometrie im Inneren nur unvollständig wiedergeben kann. Die Abformung der komplexen Struktur, welche eine Genauigkeit von 1 bis $2 \mu\text{m}$ besitzt, zeigt eine sehr gute Flankenqualität und Geometrietreue in der Kontur. Die Detailaufnahme des Austritts demonstriert die hohe Kantenschärfe, welche für Düsenanwendungen unabdingbar ist.

Prinzipiell lassen sich durch den Prozess des Laser-Erodierens nahezu beliebige Formausbrüche in Keramik mit hoher Geometrietreue und Kantenschärfe erzeugen, sodass ein Einsatz im Bereich der Textilindustrie denkbar ist. Hier würden sich keramische Spinnrüfen gegenüber den momentan eingesetzten metallischen Düsen durch ihre guten tribologischen Eigenschaften und hohen Standzeiten auszeichnen. Für die Herstellung von Kunstfasern werden dabei Düsenplatten eingesetzt, auf denen sich eine Vielzahl von

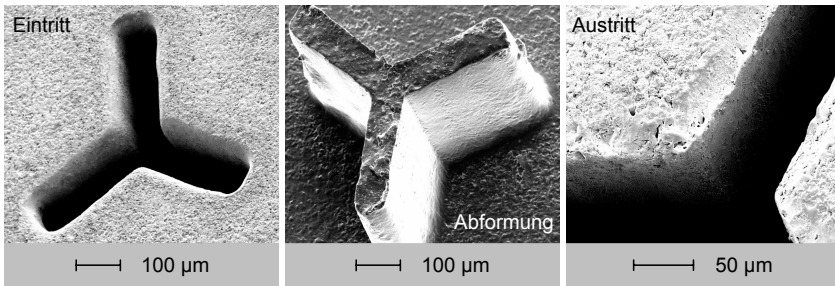


Abb. 8.12: Trilobal-Geometrie in Aluminiumoxid
 $(\lambda = 1064 \text{ nm}; \tau_H = 10 \text{ ns}; H = 1060 \text{ J/cm}^2; s = 0,4 \text{ mm})$.

einzelnen Düsenkonturen befinden. Aufgrund der hohen Drücke beim Faserspritzprozess müssen die Platten eine Dicke von mehreren Millimetern aufweisen. Allerdings ist es nicht erforderlich die gesamte Materialstärke als formgebende Kapillare mit hoher Genauigkeit auszubilden, es reichen bereits wenige Zehntelmillimeter aus. Aus diesem Grund werden bei der Fertigung der Rohlinge bereits Sacklöcher in die Platten eingebracht.

Abbildung 8.13 zeigt den Prototyp einer keramischen Spinndüse aus Zirkonoxid. Die Länge der formgebenden Kapillare beträgt 0,6 mm, bei einer Gesamtdicke der Düsenplatte von 12 mm. Die Einlaufgeometrien wurden mit konventionellen Fertigungsverfahren für keramische Bauteile bereits im Grünling eingebracht. Die Abmessungen der sternförmigen Geometrie sind mit denen des Trilobals vergleichbar. Die Schenkelbreite beträgt 100 µm bei einer Länge von 300 µm, der Durchmesser der zentralen Bohrung beträgt ebenfalls 300 µm.

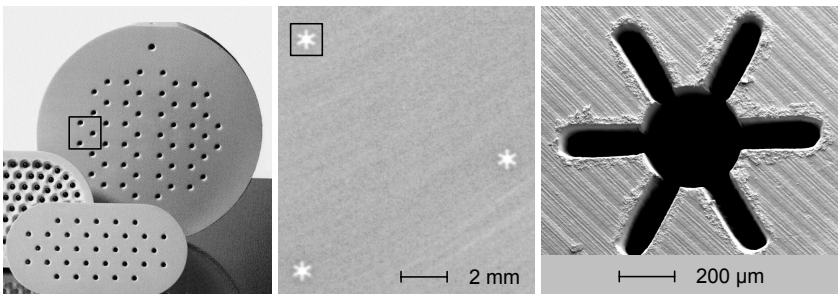


Abb. 8.13: Prototyp einer laser-erodierten Spinndüse aus Zirkonoxid
 $(\lambda = 532 \text{ nm}; \tau_H = 20 \text{ ns}; H = 880 \text{ J/cm}^2; s = 0,6 \text{ mm})$ [135].

Abschließend gibt Tabelle 8.1 einen zusammenfassenden Überblick über die somit zur Herstellung von Präzisionsbohrungen in Keramik zur Verfügung stehenden Verfahren.

	Pressen mit Formeinsätzen	Grünbohren	Hartbohren, Ultraschall- hartbohren	Wendelbohren Laser-Erodieren
min. Bohrungsdurchmesser	500 μm	100 μm	800 μm	30 μm
max. Aspektverhältnis L/D	3:1	16:1	10:1	25:1
Maßhaltigkeit Fertigteil	$\pm 50 \mu\text{m}$	$\pm 20 \mu\text{m}$	$\pm 10 \mu\text{m}$	$< \pm 5 \mu\text{m}$
Positioniergenauigkeit	-	O	+	++
Formgenauigkeit	O	O	+	+
komplexe Geometrien	-	-	-	++
Oberflächenqualität	++	O	+	+
Randzonenschädigung	++	++	+	O
Bearbeitungskosten	vernachlässigbar	gering	hoch bis sehr hoch	hoch

Tabelle 8.1: Vergleich verschiedener Herstellverfahren für Bohrungen in Keramik (Legende: + = gut; O = ausreichend; - = unzureichend) [112].

9 Zusammenfassung

Bei der Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Materialien wurde im Rahmen dieser Arbeit ein bisher nicht erreichtes Qualitätsniveau realisiert. Ermöglicht wurde dies durch den Einsatz innovativer diodengepumpter Festkörperlaser, die Verwendung von um einige Zehnerpotenzen kürzeren Pulsdauern als bei klassischen Bohrlasern und durch Prozessstrategien mit repetierender, abtragender Bearbeitung, wie dem Wendelbohren und Laser-Erodieren.

Einen wesentlichen Beitrag zur Erhöhung der Präzision der Bearbeitung lieferte dabei das verbesserte Verständnis der zugrunde liegenden Wechselwirkungsphänomene. Im Gegensatz zu reinen Keramiken, die im untersuchten Wellenlängenbereich vom Sichtbaren bis nahen Infraroten ein sogenanntes Transmissionsfenster besitzen, können technische Keramiken auch mit den Wellenlängen der Festkörperlaser bearbeitet werden. Die Ursache hierfür liegt im fast ausschließlich heterogenen Aufbau dieser Keramiken aus vielen einzelnen Körnern der keramischen Phase, welche oft von einer Glasphase umgeben sind und abhängig vom Herstellungsprozess noch Poren enthalten können. Streuung und Absorption an Störstellen wie Verunreinigungen und Korngrenzen erniedrigen die optische Eindringtiefe so weit, dass auch mit Wellenlängen im sogenannten Transmissionsfenster bereits ausreichende Erwärmung für eine Ablation erreicht wird. Mit zunehmender Temperatur ändern sich die optischen Eigenschaften. Bei Erreichen der Zerfallstemperatur bildet sich eine metallische Phase aus, die einerseits die Reflexion stark anwachsen lässt und andererseits die optische Eindringtiefe weiter verringert. Nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur kann je nach Keramikart eine chemisch modifizierte, stark absorbierende Schicht zurückbleiben. Für den Aufbau einer Schicht mit ausreichender Absorption können mehrere Pulse erforderlich sein.

Die Grundlagenversuche zur Ausbildung der Bohrkapillare und die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Bohrfortschritts wurden sowohl für das Perkussions- als auch das Wendelbohren durchgeführt. Bei letzterem Verfahren bewegt sich die Abtragsfront auf einer wendelförmigen Bahn in die Tiefe, wobei die Durchbohrung erst nach einer Vielzahl von Umläufen erreicht wird. Der Bohrungsdurchmesser und der Bohrfortschritt hängen bei dieser Strategie sehr stark vom Wendeldurchmesser ab. Dadurch ist ein direkter Vergleich beider Verfahren nur schwer möglich und kann leicht zu Fehlinterpretationen führen. Aus diesem Grund wurde eine spezielle Normierung erarbeitet, welche die Strahlbewegung bei repetierender Bearbeitung berücksichtigt und das Perkussionsbohren auf den Grenzfall des Wendelbohrens mit einem Wendeldurchmesser von $0\text{ }\mu\text{m}$ zurückführt. Nach der Normierung hat sich in allen Experimenten ein ähnliches

charakteristisches Verhalten der Bohrtiefe über der Pulszahl bzw. der Abtragsrate über der Bohrtiefe gezeigt. Im Bohrprozess können demnach vier charakteristische Phasen der Bohrlochausbildung differenziert und mit Hilfe einer Modellvorstellung erklärt werden:

- Phase I: Planare Ablation mit höchster Bohrgeschwindigkeit.
Während der ersten ein bis zwei Pulse wird die höchste Abtragsrate beobachtet. Die Morphologie des Abtrags weist in dieser Phase auf ein Abplatzen ganzer Keramikkörner aus einer oberflächennahen Schicht hin. Die Bruchfläche verläuft entlang den Korngrenzen, die Oberfläche ist unregelmäßig und scharfkantig.
- Phase II: Ausbildung der Bohrkapillare.
Mit zunehmender Pulszahl kommt es zur Ausbildung einer hemisphärischen Vertiefung mit glatter Oberfläche, welche mit weiteren Pulsen vertieft wird. Die anfangs hohe Ablationsrate fällt währenddessen um etwa eine Größenordnung ab. Die bei der Ausbildung der Bohrkapillare stattfindende Veränderung der Lochtopographie wirkt hierbei offensichtlich in starkem Maße auf den Bohrfortschritt zurück. Hierfür können eine Reihe von geometrieabhängigen Mechanismen verantwortlich sein, wie beispielsweise Energieeinkopplung über Vielfachreflexion, Wärmeleitung, Materialaustrieb und Plasmawechselwirkung. Während der erste Mechanismus die Tendenz hat, die Abtragsrate zu erhöhen, wirken die anderen hemmend und überwiegen letztendlich im Prozess.
- Phase III: Phase konstanter Bohrgeschwindigkeit.
Nachdem die Bohrkapillare ausgebildet ist, schließt sich eine Phase mit konstanter Abtragsrate an, obwohl mit zunehmender Bohrtiefe wachsende Verluste durch Wandabsorption zu erwarten sind. Eine Erklärung hierfür bietet der sogenannte Plasma-Regler. Mit steigender Bohrtiefe kann das schwächer werdende Plasma die Abnahme der am Bohrungsgrund zur Verfügung stehenden Energiedichte durch zunehmende Transmission kompensieren. Die im Plasma absorbierte Energie wird zum Teil über Wärmeleitung und Strahlung auf die Bohrungswand übertragen und führt zu einer Aufweitung des Bohrungsdurchmessers, die mit zunehmender Leistungsdichte, Pulsdauer und Wellenlänge ansteigt. Für die Aufweitung spielt allerdings auch die Geometrie der Kapillare und das eventuelle Vorhandensein eines Bohrkerns eine entscheidende Rolle, da diese Faktoren Einfluss auf die Plasmaexpansion nehmen.
- Phase IV: Instabiler Prozess und Bohrstopp.
Gegen Ende von Phase III schwächen durch Wandabsorption verursachte Verluste die an der Bohrspitze ankommende Leistungsdichte so weit ab, dass für linear polarisierte Laserstrahlung die Polarisationsabhängigkeit der Reflexion bemerkbar wird. Dies führt zu einer Auslenkung der Bohrungsschse senkrecht zur Polarisationsrichtung. Die Richtung, in welche die Bohrkapillare abknickt, ist nicht vorherbestimmt und ergibt sich durch Asymmetrien der Leistungsdichteverteilung oder

durch Bruch der Rotationssymmetrie aufgrund von Störstellen im Material und statistischen Schwankungen der Kapillarausbildung. In dieser instabilen Phase nahe des Bohrstopps ist der Prozess durch starke Fluktuationen in der schnell um bis zu zwei Größenordnungen abnehmenden Abtragsrate gekennzeichnet. Da in diesem Abschnitt des Bohrfortschritts die im Bohrgrund zu Verfügung stehende Energiedichte nahe an der Schwellenergiedichte liegt, spielen die geometrischen Verhältnisse in der Bohrkapillare eine entscheidende Rolle. In Abhängigkeit von den topographischen Verhältnissen kann sowohl ein Aufspalten der Bohrkapillare in eine Vielzahl von Unterkapillaren als auch ein Stoppen und Weiterlaufen des Prozesses nach einer Vielzahl von Pulsen auftreten. Der Bohrprozess kommt schließlich zum Erliegen, wenn die an der Bohrlochspitze ankommende Energiedichte unter den Schwellwert für die Ablation fällt, das Prozessleuchten erlischt.

Während bei konventionellen Bohrverfahren die zu erzielende Bohrlochform von der starren Geometrie des Werkzeugs, beispielsweise von der Form der Senkelektrode oder des Spiralbohrers, bestimmt wird, kann für das Laserbohren zusammenfassend festgehalten werden, dass während des Prozesses zwei Bohrwerkzeuge wirken:

- Primäres Bohrwerkzeug: Laserstrahl.
Die Wirkrichtung wird durch die Strahlpropagation festgelegt. Der Abtrag erfolgt primär axial an der Bohrspitze während der Pulsdauer, die Energieübertragung auf das Werkstück erfolgt durch Absorption. Das primäre Bohrwerkzeug wird durch das Plasma geregelt.
- Sekundäres Bohrwerkzeug: Plasma.
Die Wirkrichtung wird durch die Plasmaexpansion bestimmt. Der Abtrag erfolgt hauptsächlich radial mit Wirkdauern weit über die Pulsdauer hinaus bis in den μ s-Bereich. Die Energieübertragung auf das Werkstück erfolgt durch Wärmeleitung und Strahlung. Die Wirksamkeit des sekundären Bohrwerkzeugs nimmt mit der Leistungsdichte, Wellenlänge und Pulsdauer zu.

Durch gezielte Einstellung der Laserstrahlparameter und entsprechende Prozessstrategien wie Wendelbohren und Laser-Erodieren kann gezielt Einfluss auf die Ausbildung der Bohrlochgeometrie genommen werden. Die Wahl einer angepassten Energiedichte und Fokuslage ermöglicht die Herstellung von negativ konischen, zylindrischen und positiv konischen Bohrungen. Durch systemtechnische Maßnahmen, wie das Bohren mit Anstellwinkel, kann die Flexibilität bezüglich der Bohrlochgeometrie noch deutlich erweitert werden. Bei einer industriellen Umsetzung des Laserbohrens sind die Bearbeitungsparameter allerdings so an die Fertigungsaufgabe anzupassen, dass ein Eintritt des Prozesses in die Phase IV unter allen Umständen vermieden wird. Aufgrund der großen Fluktuationen kann in dieser Phase keine Prozesssicherheit mehr gewährleistet werden.

Die experimentellen Untersuchungen zum Laserbohrprozess führten somit zu einer Modellvorstellung, die sowohl die Energieeinkopplung in semitransparente Keramiken als auch die Ausbildung der Bohrlochgeometrie bei der Bearbeitung mit Kurzpuls-Festkör-

perlasern erklären kann. Ergebnisse aus der Literatur haben interessanterweise gezeigt, dass die beim Bohren von Keramik beobachteten spezifischen Prozessphasen in einem breiten Pulsdauer- (Femto- bis Nanosekunden), Wellenlängen- (Ultraviolett bis nahes Infrarot) und Materialspektrum (Metall, Kunststoff, Diamant) anzutreffen sind. Die vorliegende Arbeit liefert dadurch einen wichtigen Beitrag zu einem erweiterten Prozessverständnis beim Laserbohren.

Die Versuche haben auch demonstriert, dass durch den Einsatz einer Prozesstechnik mit repetierender Bearbeitung gegenüber konventionellen Prozesstechniken mit einer Überfahrt eine deutliche Steigerung der Prozessqualität und -effizienz erreicht wird. Hierfür sind vor allem die geometrischen Gegebenheiten in der Ablationszone verantwortlich, welche beim Wendelbohren und Laser-Erodieren zu verbessertem Materialaustrieb sowie erleichterter Plasmaexpansion führen. Die höchste Oberflächenqualität in einem Durchbruch wird ohne Prozessgas erzielt, wobei die Wahl der Wellenlänge stark vom zu bearbeitenden Werkstoff abhängt. Insbesondere das laserinduzierte Plasma zeigt hier neben der negativen, abschirmenden auch eine positive Wirkung, es säubert und glättet einem Plasmaätzprozess vergleichbar die Oberfläche. Die höchste Prozessgeschwindigkeit wird allerdings in der Grundwellenlänge mit Helium als Prozessgas erzielt. Wie bei fast allen Fertigungsprozessen lassen sich auch in diesem Fall Qualität und Quantität nicht gleichzeitig maximieren.

Durch an den Werkstoff und die Bearbeitungsaufgabe angepasste Parameter können Mikrobohrungen und komplexe Geometrien mit minimalen Durchmessern von etwa 30 μm in Materialstärken von bis zu einem Millimeter eingebracht werden. Dabei können Aspektverhältnisse bis zu knapp 30 bei einer Maßhaltigkeit des Fertigteils von kleiner $\pm 5 \mu\text{m}$ realisiert werden. Die Reproduzierbarkeit der Laserbearbeitung konnte mit der vorgestellten Verfahrenstechnik deutlich gesteigert werden. Bei größerer Flexibilität hinsichtlich Geometrie und Abmessungen des Durchbruchs können die Fertigungskosten für Bohrungsdurchmesser kleiner 200 μm durchaus mit den Kosten für das Ultraschall-Hartbohren konkurrieren. Mit der Verfügbarkeit von Lasersystemen mit höherer Repetitionsrate sind bezüglich der Wirtschaftlichkeit noch deutliche Verbesserungen zu erwarten.

Aus fertigungstechnischer Sicht stellt die repetierende Laserbearbeitung mit Prozesstechniken wie dem Wendelbohren und Laser-Erodieren ein interessantes Verfahren mit Potential für eine effiziente und reproduzierbare Herstellung von hochpräzisen Durchbrüchen mit runder und komplexer Geometrie in keramischen Werkstoffen dar. Großserientechnische Umsetzungen bedürfen allerdings noch weiterführender Arbeiten hinsichtlich einer Steigerung der Bohrgeschwindigkeit und einer Ergänzung der Bohrtechnologie durch eine entsprechende Prozesskontrolle.

10 Anhang

In den folgenden Abschnitten werden die mechanischen und thermischen Stoffkenngrößen der verwendeten keramischen Werkstoffe zusammengefasst sowie Anmerkungen zu typischen Einsatzgebieten gemacht. Da die Eigenschaften von Keramiken stark von der genauen chemischen Zusammensetzung und dem Herstellungsprozess abhängen, können diese von Hersteller zu Hersteller variieren. Die in den folgenden Tabellen zusammengestellten Kennwerte der in den experimentellen Untersuchungen verwendeten Probenmaterialien beziehen sich daher, soweit möglich, auf Herstellerangaben.

Stoffkennwerte von Siliziumnitrid

Siliziumnitrid kristallisiert mit ca. 70% kovalentem Bindungsanteil in quasi-dichtegleichen α - und β -Modifikationen hexagonaler Symmetrie, jedoch unterschiedlicher Stapelfolge. Da sich Siliziumnitrid nur schwer und nur bei hohen Temperaturen zu hoher Dichte sintern lässt, enthält es immer einen Anteil von den Sinterprozess unterstützenden Hilfsstoffen (zumeist MgO oder Y_2O_3). Durch seinen kleinen Wärmeausdehnungskoeffizienten und die gute Wärmeleitfähigkeit ergibt sich eine hohe Thermoschockbeständigkeit und damit eine geringe Neigung zur Rissbildung durch thermisch induzierte Spannungen. Gegenüber Oxidkeramiken wie Aluminiumoxid und Zirkonoxid ist Siliziumnitrid daher weniger anfällig gegenüber laserinduzierter Rissbildung und erweist sich auch aufgrund der niedrigen Zersetzungstemperatur und des hohen Sublimationsanteils als für die Laserbearbeitung besonders geeignet. Die hohe mechanische Festigkeit bei gleichzeitig sehr guter Temperaturwechselbeständigkeit sowie die vergleichsweise hohe Kerbschlagzähigkeit und das geringe spezifische Gewicht ermöglichen breite Anwendungen im Maschinen- und Anlagenbau. Typische Einsatzgebiete finden sich in Turbinen und Verbrennungsmotoren, aufgrund der günstigen tribologischen Verhältnisse aber auch in Zieh- und Umformwerkzeugen sowie der Lagertechnik [4, 5, 13].

Die Daten für die folgende Tabelle 10.1 wurden, soweit sie nicht anderweitig gekennzeichnet sind, der Referenz [136] entnommen und sind für den in den experimentellen Untersuchungen verwendeten Werkstoff gültig. Für die theoretischen Berechnungen der Abtragsraten in Kapitel 3.3 wurden aus der Literatur jeweils Werte möglichst nahe an der Verdampfungstemperatur verwendet.

Abbildung 10.1 zeigt das Werkstoffgefüge der Proben aus Siliziumnitrid anhand einer Bruchfläche und einer geschliffenen Fläche.

Stoffmerkmal	Gültigkeit	
Additive (Anteil) [Gew.-%]		Y ₂ O ₃ (9) / Al ₂ O ₃ (4) / ZrO ₂ (4)
mittlere Korngröße [µm]		3 - 8
Dichte ρ [kg/m ³]	RT	3350
Vickers-Härte [HV 0,5]	RT	1500
Biegefestigkeit [MPa]	RT	1100
Elastizitätsmodul [GPa]	RT	295
Wärmeausdehnungskoeffizient α [1/K]	RT - 200°C RT - 1000°C	1,6·10 ⁻⁶ 3,5·10 ⁻⁶
Wärmeleitfähigkeit λ [W/mK]	RT 1000°C HT	17,6 11,7 7,3 [137]
spez. Wärmekapazität c _p [J/kgK]	RT 1000°C HT	670 1135 1360 [138]
Temperaturleitfähigkeit κ = λ/ρc _p [m ² /s]	RT HT	7,8·10 ⁻⁶ 1,6·10 ⁻⁶
Verdampfungstemperatur T _v [K]		2150 [139]
Latente Verdampfungswärme L _v [J/kg]		1,4·10 ⁷ [140]
spez. Gaskonstante R _{spez} [J/kgK]		296 [141]
Dampfdruck am Siedepunkt [Pa]		10 ⁵ [69]

Tabelle 10.1: Werkstoffdaten der Siliziumnitrid-Proben.

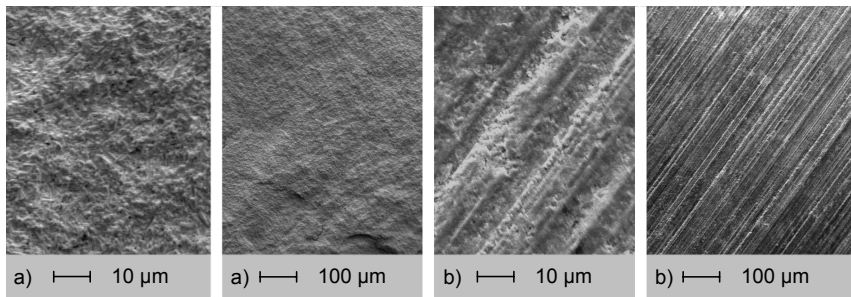


Abb. 10.1: Mikrostruktur von Siliziumnitrid: a) Bruchfläche; b) geschliffene Fläche.

Stoffkennwerte von Aluminiumoxid

Aluminiumoxid ist die technisch wichtigste Oxidkeramik und kristallisiert in zwei polymorphen Formen, der α - und γ -Phase. Die stabile ionisch gebundene α -Phase, die auch als Korund bezeichnet wird, weist eine hexagonal dichteste Kugelpackung auf. Bei der γ -Phase handelt es sich um eine über den gesamten Temperaturbereich metastabile Phase, die es durch gezielte Prozessführung zu verhindern gilt. Um zu große Korngrößen und die damit verbundene Festigkeitsverminderung zu vermeiden, werden geringe Mengen anderer Oxide (wie z. B. MgO) zugesetzt. Mit zunehmendem Aluminiumoxidgehalt (typ. 95 bis 99,7%) steigt die Druckfestigkeit, der spezifische elektrische Widerstand und die maximale Einsatztemperatur, allerdings sinkt die Wärmeleitfähigkeit mit zunehmender Temperatur stark ab. Die Verwendungsmöglichkeiten erstrecken sich von Feuerfestmaterial über chemisch oder mechanisch beanspruchte Teile, wie Dichtungskomponenten oder Wirbeldüsen und Fadenführungen in der Textilindustrie, bis hin zu Schneidwerkzeugen, medizinischen Implantaten und Substratmaterialien für die Telekommunikations- und Elektronikindustrie [10, 13, 142].

Die technischen Daten des verwendeten Aluminiumoxids sind in Tabelle 10.2 zusammengefasst. Soweit nicht anderweitig gekennzeichnet sind die Materialkennwerte den Quellen [143] und [144] entnommen.

Stoffmerkmal	Gültigkeit	
Additive (Anteil) [Gew.-%]		MgO (0,3)
mittlere Korngröße [μm]		4,5
Dichte ρ [kg/m^3]	RT	3930
Vickers-Härte [HV 0,5]	RT	1750
Biegefestigkeit [MPa]	RT	400
Elastizitätsmodul [GPa]	RT	370
Wärmeausdehnungskoeffizient α [$1/\text{K}$]	RT - 200°C	$7,5 \cdot 10^{-6}$
	RT - 1000°C	$8,5 \cdot 10^{-6}$
Wärmeleitfähigkeit λ [W/mK]	RT	30
	1000°C	7,6 [145]
spez. Wärmekapazität c_p [J/kgK]	RT	900
Temperaturleitfähigkeit $\kappa = \lambda/\rho c_p$ [m^2/s]	RT	$8,5 \cdot 10^{-6}$
Schmelztemperatur T_s [K]		2320 [145]

Tabelle 10.2: Werkstoffdaten der Aluminiumoxid-Proben.

Die Gefügebilder der in den Untersuchungen verwendeten Aluminiumoxidkeramik sind in Abbildung 10.2 dargestellt.

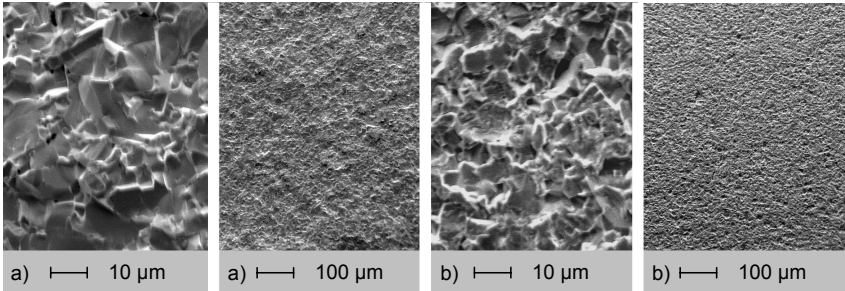


Abb. 10.2: Mikrostruktur von Aluminiumoxid: a) Bruchfläche; b) geschliffene Fläche.

Stoffkennwerte von Zirkonoxid

Je nach Temperatur tritt reines Zirkonoxid in den Modifikationen kubisch ($T > 2370^{\circ}\text{C}$), tetragonal ($T > 1170^{\circ}\text{C}$) und monoklin auf. Beim reversiblen Übergang von der monoklinen in die tetragonale Phase kommt es zu einer Volumenschrumpfung um ca. 8% mit ausgeprägter Hysterese. Um die damit verbundene Materialermüdung zu vermeiden, werden stabilisierende Oxide (z. B. CaO , MgO oder Y_2O_3) zugesetzt. Die kubische Modifikation bleibt dadurch von der Raumtemperatur bis zur Schmelztemperatur erhalten. Je nach Menge der zugegebenen Oxide wird von voll- oder teilstabilisiertem Zirkonoxid gesprochen. Infolge der ausgezeichneten Verschleißfestigkeit und der guten Oberflächenqualität werden aus Zirkonoxid unter anderem Ziehwerkzeuge, Pressmatrizen und Kolbenböden hergestellt. Die mit Stahl vergleichbare Wärmeausdehnung macht es nicht zuletzt auch für Konstruktionsverbunde gut geeignet [10, 13].

Die technischen Daten des verwendeten Zirkonoxids sind in Tabelle 10.3 zusammengefasst. Soweit nicht anderweitig gekennzeichnet sind die Materialkennwerte ebenfalls den Quellen [143] und [144] entnommen, da die Zirkonoxid- und Aluminiumoxid-Proben vom gleichen Hersteller stammen.

Abschließend zeigt Abbildung 10.3 das Gefüge der eingesetzten Zirkonoxidkeramik. In der Bruchfläche sind die gegenüber Siliziumnitrid und Aluminiumoxid um mehr als eine Größenordnung kleineren mittleren Korndurchmesser deutlich zu erkennen.

Stoffmerkmal	Gültigkeit	
Additive (Anteil) [Gew.-%]		Y ₂ O ₃ (5) / HfO ₂ (2)
mittlere Korngröße [μm]		0,4
Dichte ρ [kg/m^3]	RT	6040
Vickers-Härte [HV 0,5]	RT	1250
Biegefestigkeit [MPa]	RT	1000
Elastizitätsmodul [GPa]	RT	210
Wärmeausdehnungskoeffizient α [1/K]	RT - 200°C	$10,4 \cdot 10^{-6}$
	RT - 1000°C	$11,4 \cdot 10^{-6}$
Wärmeleitfähigkeit λ [W/mK]	RT	2,5
	1000°C	2,4 [145]
spez. Wärmekapazität c_p [J/kgK]	RT	400
Temperaturleitfähigkeit $\kappa = \lambda / \rho c_p$ [m^2/s]	RT	$1 \cdot 10^{-6}$
Schmelztemperatur T_s [K]		2870 [145]

Tabelle 10.3: Werkstoffdaten der Zirkonoxid-Proben.

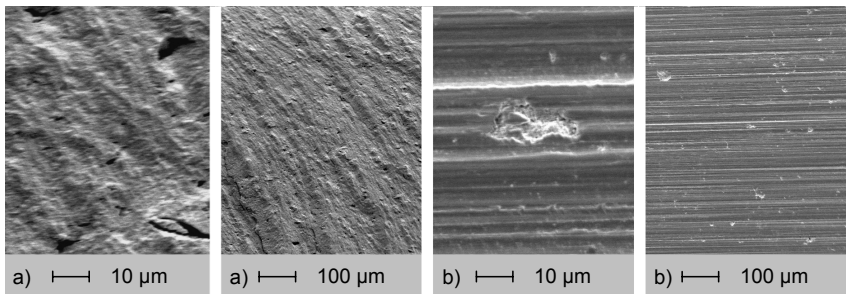


Abb. 10.3: Mikrostruktur von Zirkonoxid: a) Bruchfläche; b) geschliffene Fläche.

Literaturverzeichnis

- [1] DAUSINGER, F.: *Laserverfahren für Mikrobohrungen*. In: Gesellschaft für Fertigungstechnik (Hrsg.): *Stuttgarter Impulse : Technologien für die Zukunft FTK 2000*, Stuttgart. Berlin: Springer, 2000, S. 183.
- [2] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser : Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner, 1992 (Teubner Studienbücher Maschinenbau).
- [3] DICKMANN, K.; V. ALVENSLEBEN, F.; FRIEDL, S.: *Fein- und Mikrobohren mit Nd:YAG-Q-switch-Laser hoher Strahlqualität*. *Laser und Optoelektronik* **23** (1991) Nr. 6, S. 56.
- [4] TIETZ, H.: *Technische Keramik : Aufbau, Eigenschaften, Herstellung, Bearbeitung, Prüfung*. Düsseldorf: VDI, 1994.
- [5] SPUR, G.: *Keramikbearbeitung : Schleifen, Honen, Läppen, Abtragen*. München, Wien: Hanser, 1989.
- [6] LINSSENMEIER, K.-D.: *Technische Keramik : Werkstoff für höchste Ansprüche*. Landsberg/Lech: Verl. Moderne Industrie, 2000 (Die Bibliothek der Technik Bd. 208).
- [7] HENNICKE, H. W.: *Zum Begriff Keramik und zur Einteilung keramischer Werkstoffe*. *Berichte der deutschen Keramischen Gesellschaft* **44** (1967) Nr. 5, S. 209.
- [8] SALMANG, H.; SCHOLZE, H.: *Keramik Teil 1 : Allgemeine Grundlagen und wichtige Eigenschaften*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1982.
- [9] REED, J. S.: *Principles of ceramics processing*. New York: John Wiley & Sons, 1995.
- [10] RICHESON, D. W.: *Modern ceramic engineering : properties, processing and use in design*. New York: Marcel Dekker, 1997.
- [11] FANZOTT, S. M.: *Technische Keramik : Rohstoffe, Eigenschaften, Fertigungsverfahren und Einsatzgebiete*. Landsberg/Lech: Verl. Moderne Industrie, 1987 (Die Bibliothek der Technik Bd. 2).
- [12] HORNBOKEN, E.: *Werkstoffe : Aufbau und Eigenschaften von Keramik, Metallen, Kunststoffen und Verbundwerkstoffen*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1979.
- [13] SALMANG, H.; SCHOLZE, H.: *Keramik Teil 2 : Keramische Werkstoffe*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1983.

- [14] WILLMANN, G.: *Konstruieren mit Keramik - Bearbeitung von Bauteilen*. Sprechsaal **118** (1985) Nr. 10, S. 990.
- [15] JASCHINSKI, W.: *Persönliche Mitteilung*. Plochingen: CeramTec AG, 1997.
- [16] LENK, R.: *Durch Spritzgießen zu keramischen Bauteilen*. Ingenieur-Werkstoffe **7** (1998) Nr. 1, S. 36.
- [17] ALM, B.; LENK, R.: *Formgebung von Mikrobauteilen und Mikrostrukturen aus Keramik*. Keramische Zeitschrift **52** (2000) Nr. 4, S. 312.
- [18] N.N.: *Die feinsten Mikro-Bohrwerkzeuge der Welt*. mav **44** (2001) Nr. 6, S. 63.
- [19] KÖNIG, W.; DAUW, D. F.; LEVY, G.; PANTEN, U.: *Technische Keramiken funkenerosiv bearbeiten*. Werkstatt und Betrieb **122** (1989) Nr. 8, S. 665.
- [20] SCHMIEG, R.: *Die Ultraschallbearbeitung von Hochleistungskeramik*. Keramische Zeitschrift **37** (1985) Nr. 10, S. 575.
- [21] GRATHWOHL, G.; IWANEK, H.; THÜMLER, F.: *Hartbearbeitung keramischer Werkstoffe, insbesondere mittels Ultraschall-Erosion*. Mat.-wiss. u. Werkstofftech. **19** (1988) Nr. 19, S. 81.
- [22] HAAS, R.: *Ultraschall-Erosion - Verfahren zur dreidimensionalen Bearbeitung keramischer Werkstoffe*. FBM Fertigungs-Technologie **65** (1988) Nr. 1, S. 33.
- [23] REITER, R.: *Persönliche Mitteilung*. Clausthal-Zellerfeld: Technische Universität Clausthal, 2001.
- [24] TÖNSHOFF, H. K.; BRANDT, D.; SPINTIG, W.: *Hartbearbeitung in der Praxis - Fortschrittliche Fertigung durch Hartdrehen und Hartbohren*. wt Produktion und Management **82** (1992) Nr. 6, S. 40.
- [25] JASCHINSKI, W.: *Persönliche Mitteilung*. Plochingen: CeramTec AG, 1999.
- [26] DICKMANN, K.; LAMMERS, C.; HILDENHAGEN, J.; THIEMANN, R.: *Mikrostrukturierung von Keramik-Spinnndisen mit Excimer-Laser und hochqualitativem Abbildungssystem*. Laser und Optoelektronik **30** (1998) Nr. 6, S. 56.
- [27] RAIBER, A.: *Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken*. Universität Stuttgart, Dissertation. Stuttgart, Leipzig: Teubner, 1999 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [28] 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** (1999) Nr. 3, S. 78.
- [29] CERAMTEC AG: *Geschäftsbereich Elektronik : Substrate und Bauteile für die Elektronikindustrie*. Marktedwitz: CeramTec AG, 1999.

- [30] EMMELMANN, C.: *Trennen von Keramik mit Laserstrahlung*. Düsseldorf: VDI, 1992 (Fortschr. Ber. VDI Reihe 2 Nr. 253).
- [31] NICOLICS, J.; HAUSER, H.: *Laser-Mikromaterialbearbeitung von Keramik*. Veitsch-Radex Rundschau (2000) Nr. 1, S. 16.
- [32] EMMELMANN, C.; GEDRAT, O.: *Rißschädigung beim Lasertrennen von Keramik*. Laser Magazin (1988) Nr. 6, S. 18.
- [33] GEDRAT, O.: *Strukturierung technischer Keramik mit Excimer-Laserstrahlung*. Düsseldorf: VDI, 1992 (Fortschr. Ber. VDI Reihe 2 Nr. 276).
- [34] ARNOLD, J. M.: *Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern*. Universität Stuttgart, Dissertation. Stuttgart, Leipzig: Teubner, 1994 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [35] KAPPEL, H.: *Oberflächenmodifikation technischer Keramik mit Excimer-Laserstrahlung*. Universität Hannover, Dissertation, 1998.
- [36] MICHALOWSKY, L.; GRAUMANN, C.; OPPERMAN, M.; SCHRÜFER, A.: *Laseranwendungen im Mikrobereich*. mav **41** (1998) Nr. 7/8, S. 22.
- [37] TÖNSHOFF, H. K.; VON ALVENSLEBEN, F.; HEEKENJANN, P. B.; WILLMANN, G.: *Excimer laser machining of advanced materials*. In: Shields, H.; Dyer, P. E. (Hrsg.): *Excimer Lasers, Optics and Applications*, San Jose. Bellingham (WA): SPIE, 1997, S. 108 (Proc. SPIE Vol. 2992).
- [38] N. N.: *Herstellung von Mikro-Spinddüsen mit Laserstrahlung*. Chemiefasern/ Textilindustrie **44/96** (1994) Nr. 4, S. 193.
- [39] DICKMANN, K.; ESCHENBURG, A.: *Einsatz von Excimer-Lasern für die Mikrofertigung*. Laser **12** (1996) Nr. 2, S. 10.
- [40] RICCIARDI, G.; CANTELLO, M.; MARIOTTI, F.; CASTELLI, P.; GIACOSA, P.: *Micro-machining with Excimer Laser*. Annals of the CIRP **47** (1998) Nr. 1, S. 145.
- [41] DICKMANN, K.; GERLACH, K.-H.; JERSCH, J.; HILDENHAGEN, J.: *Präzisions-Mikrobearbeitung mit Excimer-Lasern - Anlagenkonzeption und Fertigung von Keramikspinddüsen*. Feinwerk & Messtechnik **106** (1998) Nr. 3, S. 138.
- [42] N. N.: *Hohes Aspektverhältnis beim Bohren von Keramik mit Excimer-Laser*. LaserOpto **32** (2000) Nr. 5, S. 6.
- [43] LAMMERS, C.: *Präzisionsbearbeitung mit Excimer-Lasern am Beispiel von Keramik-Spinddüsen*. LaserOpto **32** (2000) Nr. 5, S. 8.
- [44] WHEELER, M. D.: *Excimer Laser Processes Ceramic Spinnerettes*. Photonics Spectra (2000) Nr. 12, S. 27.

- [45] VDI-TECHNOLOGIEZENTRUM PHYSIKALISCHE TECHNOLOGIEN (Hrsg.): *Materialbearbeitung mit Excimerlasern*. Düsseldorf: VDI, 1998 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 11).
- [46] VON ALVENSLEBEN, F.; DICKMANN, K.: *Nd:YAG-Laser setzen sich im Mikrobeereich durch*. Technische Rundschau **83** (1991) Nr. 37, S. 68.
- [47] MORITA, N.; WATANABE, T.; YOSHIDA, Y.: *Crack-free Processing of Hot-Pressed Silicon Nitride Ceramics using a Pulsed YAG Laser*. JSME Int. Journal Series III **34** (1991) Nr. 1, S. 149.
- [48] GONSCHIOR, M.: *Trennen von keramischen Werkstoffen mit Nd:YAG-Laserstrahlung*. Schweissen & Schneiden **47** (1995) Nr. 5, S. 434.
- [49] MEINERS, E.: *Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozess*. Universität Stuttgart, Dissertation. Stuttgart: Teubner, 1995 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [50] BURCK, P.; WIEGEL, K.: *Laser machining of Si_3N_4 ceramics*. Optical and Quantum Electronics **27** (1995) S. 1349.
- [51] RAIBER, A.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Micro structuring of ceramics and steel with solid-state lasers*. In: Duley, W.; Shibata, K.; Poprawe, R. (Hrsg.): Proc. of the Laser Materials Processing Conference ICALEO '96, Detroit. Orlando (FL): Laser Institute of America (LIA), 1996, S. E-73 (LIA Vol. 81).
- [52] SCHUSTER, TH. KUHN, H.; RAIBER, A.; ABELN, T.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.; KLÄSER, M.; MÜLLER-VOGT, G.: *High-precision laser cutting of high-temperature superconductors*. Appl. Phys. Lett. **68** (1996) Nr. 18, S. 2568.
- [53] WEICHENHAIN, R.; JANDELEIT, J.; HORN, A.; KREUTZ, E. W.; POPRAWA, R.: *Drilling of Ceramics and Polymers by Diode Pumped Solid State Lasers*. In: Fabbro, R.; Aravinda, K.; Matsunawa, A. (Hrsg.): Proc. of the Laser Materials Processing Conference ICALEO '97, San Diego. Orlando (FL): Laser Institute of America (LIA), 1997, S. B-73 (LIA Vol. 83 Part 1).
- [54] VDI-TECHNOLOGIEZENTRUM PHYSIKALISCHE TECHNOLOGIEN (Hrsg.): *Präzise optische Behandlung von Festkörpern: Oberflächenbearbeitung*. Düsseldorf: VDI, 1996 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 5).
- [55] DAUSINGER, F.: *Drilling of High Quality Micro Holes*. In: Hügel, H.; Matsunawa, A.; Mazumder, J. (Hrsg.): Proc. of the Laser Materials Processing Conference ICALEO 2000, Dearborn. Orlando (FL): Laser Institute of America (LIA), 2000, S. B-1 (LIA Vol. 89).

- [56] FÖHL, C.; BREITLING, D.; JASPER, K.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.: *Precision Drilling of metals and ceramics with short and ultrashort pulsed solid state lasers*. In: Miyamoto, I.; Feng, L. Y.; Sugioka, K.; Dubowski, J. J. (Hrsg.): 2nd International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM2001, Singapur. Bellingham (WA): SPIE, 2002 (Proc. SPIE Vol. 4426) im Druck.
- [57] RADTKE, J.; FÖHL, C.; JASPER, K.; DAUSINGER, F.: *Helical Drilling of High Quality Micro Holes in Steel and Ceramics with Short and Ultrashort pulsed lasers*. In: WLT Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik e.V. (Hrsg.): Lasers in Manufacturing 2001 : Proc. of the First International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, München, 2001. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2002, S. 331.
- [58] KÖRNER, C.: *Theoretische Untersuchungen zur Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Metallen*. Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 1997.
- [59] BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [60] DAUSINGER, F.: *Strahlwerkzeug Laser : Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität*. Universität Stuttgart, Habilitation, 1995. Stuttgart: Teubner, 1995 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [61] HÜGEL, H.; DAUSINGER, F.: *Interaction Phenomena*. In: Schuöcker, D. (Hrsg.): Handbook of the EuroLaser Academy Volume 2. London, Weinheim: Chapman & Hall, 1998.
- [62] PROKHOROV, A. M.; KONOV, V. I.; URSU, I.; MIHAILESCU, I. N.: *Laser heating of metals*. Bristol: Hilger, 1990 (The Adam Hilger Series on optics and optoelectronics).
- [63] GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; TSARKOVA, O. G.; DAUSINGER, F.; RAIBER, A.: *High temperature measurements of reflectivity and heat capacity of metals and dielectrics at 1064 nm*. In: Bennett, H. E.; Guenther, A. H.; Kozlowski, M. R.; Newman, B. E.; Soileau, M. J. (Hrsg.): Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1996 (Proc. of the 28th Annual Boulder Damage Symposium, Boulder). Bellingham (WA): SPIE, 1997, S. 146 (Proc. SPIE Vol. 2966).
- [64] PALIK, E. D. (Hrsg.): *Handbook of Optical Constants of Solids*. Orlando: Academic Press, 1985.
- [65] PALIK, E. D. (Hrsg.): *Handbook of Optical Constants of Solids II*. San Diego: Academic Press, 1991.

- [66] DAUSINGER, F.: *Physikalische Grundlagen der Strahl-Stoff-Wechselwirkung*. In: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): Präzisionsabtragen mit Lasern. Düsseldorf: VDI, 2000, S. 66 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 12).
- [67] RADTKE, J.; ABELN, T.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Micro Machining of Ceramics with Solid-State Lasers*. In: Gadow, R. (Hrsg.): Advanced ceramics and composites - Neue keramische Werkstoffe und Verbundwerkstoffe (Proc. of the 6th Interregional European Colloquium on Ceramics and Composites IEKC 6, Stuttgart, 1998). Renningen-Malmsheim: expert, 2000, S. 137.
- [68] VON ALLMEN, M.: *Laser-Beam Interactions with Materials : Physical Principles and Applications*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1987 (Springer Series in Materials Science).
- [69] RUF, A.: *Analytische Untersuchungen zu grundlegenden physikalischen Zusammenhängen beim thermischen Laserabtragen*. Interner Bericht. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 1999 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 00-29).
- [70] RUF, A.: *Geometrische Einflüsse auf das Abtragsverhalten von Metallen und Dielektrika*. Interner Bericht. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 2000 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 00-31).
- [71] CARSLAW, H. S.; JAEGER, J. C.: *Conduction of Heat in Solids*. Oxford: Clarendon Press, 1988.
- [72] MULSER, P.; SIGEL, R.; WITKOWSKI, S.: *Plasma Production by laser*. PHYSICS REPORTS (Section C of Physics Letters) **6** (1973) Nr. 3, S. 187.
- [73] MATSUNAWA, A.; YOSHIDA, H.; KATAYAMA, S.: *Beam-Plume Interaction in Pulsed YAG Laser Processing*. In: Mazumder, J. (Hrsg.): Proc. of the Materials Processing Symposium ICALEO '84, Boston. Toledo (OH): Laser Institute of America (LIA), 1984, S. 35 (LIA Vol. 44).
- [74] SCHITTENHELM, H.: *Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen*. Universität Stuttgart, Dissertation. München: Utz, 2000 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [75] ZEL'DOVICH, Y. B.; RAIZER, Y. P.: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. II. New York: Academic Press, 1967.
- [76] SCHITTENHELM, H.; CALLIES, G.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Investigations of extinction coefficients during excimer laser ablation and their interpretation in terms of Rayleigh scattering*. J. Phys. D: Appl. Phys. **29** (1996), S. 1564.
- [77] CALLIES, G.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Modeling of cluster generation in excimer laser-induced plasma/vapour plumes*. Journal of Thermophysics and Aeromechanics **5** (1998) Nr. 2, S. 235.

- [78] BOHREN, C. F.; HUFFMAN, D. R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: John Wiley & Sons, 1983.
- [79] KONOV, V. I.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.: *Strategies for Drilling of High-Precision Nozzle Geometries with ultrashort Laser Pulses*. Abschlussbericht BMBF-Verbundprojekt PROBE, FKZ 13 N 7225, 1998.
- [80] GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONOV, V. I.; KONONENKO, T. V.; DAUSINGER, F.: *Characteristics of plasma screening in ablation shaping of deep channels by high-intensity laser radiation*. Quantum Electronics **28** (1998) Nr. 1, S. 42.
- [81] HÜGEL, H.; SCHITTENHELM, H.; JASPER, K.; CALLIES, G.; BERGER, P.: *Structuring with excimer lasers - experimental and theoretical investigations on quality and efficiency*. J. Laser Appl., **10** (1998) Nr. 6, S. 255.
- [82] BREITLING, D.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Shadographic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths*. In: Lapucci, A.; Ciofini, M. (Hrsg.): Proc. XIII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference GCL/HPL 2000, Florenz. Bellingham (WA): SPIE, 2001, S. 534 (Proc. SPIE Vol. 4184).
- [83] BREITLING, D.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Shadographic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths*. Appl. Phys. A **69** (1999) [Suppl.], S. 505.
- [84] BREITLING, D.: *Untersuchungen der Plasmaeigenschaften beim Abtragen heterogener dielektrischer Stoffe mit gepulster Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1998 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 98-20).
- [85] DAUSINGER, F.; RAIBER, A.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; LOUBNIN, E. N.; PROKHOROV, A. M.; TAUT, C.: *Ablation of AlN ceramics by multi-picosecond radiation at wavelength of 1078 nm and 539 nm*. In: Dausinger, F.; Bergmann, H. W.; Sigel, J. (Hrsg.): Proc. of 6th European Conference on Laser Treatment of Materials ECLAT '96, Stuttgart. Wiesbaden: Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werkstofftechnik, 1996, S. 1029.
- [86] KONOV, V. I.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; TSARKOVA, O. G.: *Investigation of optical properties, transmittance and 3D structuring of ceramics at different wavelengths and gas atmospheres*. Abschlussbericht BMBF-Verbundprojekt PROBE, FKZ 13 N 6765, 1997.
- [87] HAAS LASER: *Benutzerhandbuch VectorMark*. Schramberg: HAAS-Laser GmbH, 1996.

- [88] KNEUBÜHL, F. K.; SIGRIST, M. W.: *Laser*. Stuttgart, Leipzig: Teubner, 1999 (Teubner Studienbücher : Physik).
- [89] LAMBDA PHYSIK: *Benutzerhandbuch StarLine*. Göttingen: Lambda Physik AG, 1997.
- [90] EICHLER, J.; EICHLER, H. J.: *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1998 (Laser in Technik und Forschung).
- [91] PEUSER, P.; SCHMITT, N. P.: *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1995 (Laser in Technik und Forschung).
- [92] KOECHNER, W.: *Solid-state laser engineering*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1999 (Springer series in optical sciences).
- [93] Norm DIN EN ISO 11146, Ausgabe September 1999. *Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für Laserstrahlparameter - Strahlabmessungen, Divergenzwinkel und Strahlpropagationsfaktor*.
- [94] MÄSTLE, R.; HONER, M.: *Persönliche Mitteilung*. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 1998.
- [95] ZOSKE, U.; GIESEN, A.: *Optimization of the beam parameters of focusing optics*. In: Hügel, H. (Hrsg.): *Proc. of the 5th Int. Conf. on Lasers in Manufacturing*, 1988, Stuttgart (LIM 5). Kempston: IFS Publ., 1988, S. 267.
- [96] SCHRÖDER, G.: *Technische Optik: Grundlagen und Anwendungen*. Würzburg: Vogel, 1998.
- [97] HOFNER, G.; SCHULZE, V.: *Leiterplatten-Direktstrukturierung, Micro-Vias, Mikrojustierung - Galvanometer-basierte Scan-Systeme sind der Schlüssel zu innovativen Anwendungen*. In: Geiger, M.; Fleckenstein, M. (Hrsg.): *Tagungsband des 4. Erlanger Seminars LEF 2001*, Erlangen. Bamberg: Meisenbach, 2001, S. 177.
- [98] NONHOF, C. J.: *Material Processing with Nd-Lasers*. Ayr: Electrochemical Publ., 1988.
- [99] JASPER, K.: *Neue Konzepte der Laserstrahlformung und -führung für die Mikrobearbeitung*. Universität Stuttgart, Dissertation in Vorbereitung, 2002.
- [100] KRASENBRINK, B.: *Lasermaterialbearbeitung mit einem neuartigen Strahlführungssystem*. RWTH Aachen, Daimler-Benz AG, Diplomarbeit, 1998.
- [101] JANDELEIT, J.; TREUSCH, H. G.; KREUTZ, E. W.; URBASCH, G.: *Materialabtrag mit ps-Laserpulsen*. In: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): *Präzise optische Behandlung von Festkörpern: Oberflächenbearbeitung*. Düsseldorf: VDI, 1996, S. 95 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 5).

- [102] HORN, R.: *Untersuchung und Bewertung verschiedener analytischer und numerischer Modelle hinsichtlich ihrer Eignung zur Beschreibung des Laserbohrens und -abtragens*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2001 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 01-19).
- [103] TREUSCH, H. G.: *Geometrie und Reproduzierbarkeit einer plasmaunterstützten Materialabtragung durch Laserstrahlung*. Technische Hochschule Darmstadt, Dissertation, 1981.
- [104] ABELN, T.: *Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Schneiden von Si_3N_4 -Keramik im Mikrometer-Bereich mit Festkörperlaserstrahlung*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1996 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 96-11).
- [105] NOLTE, S.; KAMLAGE, G.; BAUER, T.; KORTE, F.; FALLNICH, C.; OSTENDORF, A.; VON ALVENSLEBEN, F.: *Mikrostrukturierung mit Femtosekundenlasern*. *LaserOpto* **31** (1999) Nr. 3, S.72.
- [106] NOLTE, S.; MOMMA, C.; KAMLAGE, G.; OSTENDORF, A.; FALLNICH, F.; VON ALVENSLEBEN, F.; WELLING, H.: *Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling*. *Appl. Phys. A* **68** (1999) S. 563.
- [107] NOLTE, S.; MOMMA, C.; KAMLAGE, G.: *Verfahren und Vorrichtung zur Mikrobearbeitung von Werkstücken mittels Laserstrahlung, insbesondere zum Bilden von im wesentlichen rotationssymmetrischen Ausnehmungen in Werkstücken*. Offenlegungsschrift DE 197 44 368 A 1, 1999.
- [108] SCHMIDT-HEBBEL, R.: *Lasersrahlbohren durchflussbestimmender Durchgangslöcher*. Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation. München, Wien: Hanser, 1993.
- [109] WAGNER, D.: *Laserbohren mit Festkörperlasern*. In: Hügel, H. (Hrsg.): *Der Laser als Werkzeug in Feinwerk- und Mikrotechnik: Handbuch zum Seminar in Stuttgart am 9. und 10. März 1995*. Düsseldorf: VDI-Bildungswerk, 1995.
- [110] VDI-TECHNOLOGIEZENTRUM PHYSIKALISCHE TECHNOLOGIEN (Hrsg.): *Abtragen, Bohren und Trennen mit Festkörperlasern*. Düsseldorf: VDI, 1997. (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 7).
- [111] DAUSINGER, F.; ABELN, T.; BECK, M.; JASCHINSKI, W.; RADTKE, J.; SPIECKER, G.: *Bohren von Keramik*. In: Dausinger, F.; Hügel, H.; Opower, H. (Hrsg.): *Tageungsband Stuttgarter Lasertage SLT '99*, Stuttgart. Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge, 1999, S. 33.
- [112] RADTKE, J.; ABELN, T.; DAUSINGER, F.; JASCHINSKI, W.: *Mikrodüsen aus Oxidkeramiken*. In: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): *Präzisionsabtragen mit Lasern*. Düsseldorf: VDI, 2000, S. 79 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 12).

- [113] TÖNSHOFF, H. K.; VON ALVENSLEBEN, F.; GRAUMANN, C.; WAGNER, T.: *Percussion Drilling of Microholes in Ceramics Using Excimer Laser Radiation*. Laser und Optoelektronik **30** (1998) Nr. 6, S. 41.
- [114] KONONENKO, T. V.; GARNOV, S. V.; PIMENOV, S. M.; KONOV, V. I.; DAUSINGER, F.: *Processing of diamond and ceramics by picosecond/nanosecond laser pulses in IR-UV spectral range*. In: Phipps, C. R. (Hrsg.): High-Power Laser Ablation, Santa Fe, 1998. Bellingham (WA): SPIE, 1998, S. 458 (Proc. SPIE Vol. 3343).
- [115] 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: WLT Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik e.V. (Hrsg.): Lasers in Manufacturing 2001 : Proc. of the First International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, München, 2001. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2002, S. 214.
- [116] KONONENKO, T. V.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RUF, A.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.: *Hole formation process in laser deep drilling with short and ultrashort pulses*. In: Miyamoto, I.; Feng, L. Y.; Sugioka, K.; Dubowski, J. J. (Hrsg.): 2nd International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM2001, Singapur. Bellingham (WA): SPIE, 2002 (Proc. SPIE Vol. 4426) im Druck.
- [117] WAWRA, T.: *Wendelbohren als neues Verfahren zur effizienten Erzeugung von Bohrungen hoher Präzision*. Universität Stuttgart, Dissertation in Vorbereitung, 2002.
- [118] ABELN, T.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.: *High Precision Drilling with Short-Pulsed Solid-State Lasers*. In: Christensen, P.; Herman, P.; Patel, R. (Hrsg.): Proc. of the Laser Microfabrication Conference ICALEO '99, San Diego. Orlando (FL): Laser Institute of America (LIA), 2000, S. 195 (LIA Vol. 88).
- [119] DAUSINGER, F.: *Precise drilling with short pulsed lasers*. In: Xiangli, C.; Tomoo, F.; Matsunawa, A. (Hrsg.): High-Power Lasers in Manufacturing, Osaka, 1999. Bellingham (WA): SPIE, 2000, S. 180 (Proc. SPIE Vol. 3888).
- [120] ABELN, T.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.: *High Precision Machining with Solid-State Lasers*. Lambda Physik Highlights (2000) Nr. 57, S. 5.
- [121] RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Analytical investigations on geometrical influences on laser drilling*. J. Phys. D: Appl. Phys. **34** (2001) S. 2918.
- [122] RUF, A.: *Untersuchungen zum Schmelzfluss beim Laserbohren und -abtragen*. Interner Bericht. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 2000 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 00-30).

- [123] RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Modeling of melt pool flow for laser drilling with short pulses*. Verhandl. DPG (VI) **36** (2001) Nr. 5, S. 105.
- [124] BREITLING, D.; KONONENKO, T.; KLIMENTOV, S.; BERGER, P.; KONOV, V.; DAUSINGER, F.: *Hole formation and drilling progress analysis during high-aspect ratio drilling using ultra-short pulsed solid-state lasers*. Verhandl. DPG (VI) **36** (2001) Nr. 5, S. 105.
- [125] KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; DAUSINGER, F.: *Dynamics of Deep Short Pulse Laser Drilling: Ablative Stages and Light Propagation*. Laser Physics **11** (2001) Nr. 3, S. 343.
- [126] LAZARE, S.; LOPEZ, J.; WEISBUCH, F.: *High-aspect-ratio microdrilling in polymeric materials with intense KrF laser radiation*. Appl. Phys. A **69** (1999) [Suppl.], S. 1.
- [127] Norm DIN ISO 4291, Ausgabe September 1987. *Verfahren für die Ermittlung der Rundheitsabweichung - Messen der Radienabweichung*.
- [128] Norm DIN ISO 6318, Ausgabe September 1987. *Rundheitsmessung - Begriffe und Kenngrößen für die Rundheit*.
- [129] FÖHL, C.: *Untersuchungen zum Präzisionsbohren von Keramik mit Nd:YAG-Laserpulsen im ns-Bereich*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2000 (Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 00-22).
- [130] RADTKE, J.; ABELN, T.; DAUSINGER, F.; BECK, M.: *Bauteile und Werkzeuge aus Faserverbundwerkstoffen und Siliziumnitrid*. In: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): *Präzisionsabtragen mit Lasern*. Düsseldorf: VDI, 2000, S. 66 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 12).
- [131] GIERING, A.; BECK, M.; BAHNMÜLLER, J.: *Laserbohranwendungen im Luftfahrtbereich*. In: Dausinger, F.; Hügel, H.; Opower, H. (Hrsg.): *Tagungsband Stuttgarter Lasertage SLT '99*, Stuttgart. Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge, 1999, S. 33.
- [132] DICKMANN, K.; BÜNTING, G.; GRÖNINGER, J.: *Feinbearbeitung mit Nd:YAG-Lasern Teil II*. Laser Magazin (1995) Nr. 3, S. 6.
- [133] RADTKE, J.; ABELN, T.; WEIKERT, M.; DAUSINGER, F.: *High-Precision Micro Cutting of Ceramics with Short-Pulsed Solid-State Lasers*. In: Miyamoto, I.; Sugioaka, K.; Sigmon, T. W. (Hrsg.): *First International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM2000*, Omiya. Bellingham (WA): SPIE, 2000, S. 252 (Proc. SPIE Vol. 4088).
- [134] Normentwurf prEN ISO 9013, Ausgabe März 2000: *Thermisches Schneiden - Einteilung thermischer Schnitte - Geometrische Produktspezifikation und Qualität*.

- [135] RADTKE, J.; ABELN, T.; WEIKERT, M.; DAUSINGER, F.: *High-Precision Micro Cutting of Ceramics with Nanosecond Lasers*. In: Hügel, H.; Matsunawa, A.; Mazumder, J. (Hrsg.): Proc. of the Laser Microfabrication Conference ICALEO 2000, Dearborn. Orlando (FL): Laser Institute of America (LIA), 2000, S. A-27 (LIA Vol. 90).
- [136] HEINZE, R.: *Eigenschaften von Siliziumnitrid DBSN 540 und DBSN 500*. Daimler Chrysler AG Forschungszentrum Ulm, Datenblatt, 1998.
- [137] GOLDSMITH, A.; WATERMAN, T. E.; HIRSCHHORN, H. J. (Hrsg.): *Handbook of thermophysical properties of solid materials - Vol. III: ceramics*. Oxford: Pergamon Press, 1961.
- [138] STULL, D. R.; PROPHET, H. (Hrsg.): *JANAF Thermophysical Tables*. US Dep. of Commerce, National Bureau of Standards. Washington: US Government Press Office, 1971 (National standard reference data series Vol. 37).
- [139] BAUCCIO, M. L. (Hrsg.): *ASM engineering materials reference book*. ASM International. Materials Park: The Materials Information Society, 1995.
- [140] KOSOLAPOVA, T. Y. (Hrsg.): *Handbook of high temperature compounds: Properties, Production, Applications*. New York: Hemisphere Publ. Corp., 1990.
- [141] LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1984 (Neue Serie Gr. III Bd. 17c).
- [142] RICHARDS, G.: *Aluminum Oxide Ceramics*. In: Bever, B. (Hrsg.): Encyclopedia of Materials Science and Engineering - Vol. I. Oxford, New York: Pergamon Press, 1986, S. 158.
- [143] CERAMTEC AG: *Geschäftsbereich Maschinentechnik: Die Werkstoffe*. Plochingen: CeramTec AG, 1999.
- [144] JASCHINSKI, W.: *Persönliche Mitteilung*. Plochingen: CeramTec AG, 1998.
- [145] SMITHELLS C. J.: *Smithells Metals Reference Book*. Qxford: Butterworth-Heinemann, 1998.

Danksagung

*„Der junge Alexander eroberte Indien.
Er allein?
Cäsar schlug die Gallier.
Hatte er nicht wenigstens einen Koch bei sich?“*
BERTOLT BRECHT: Fragen eines lesenden Arbeiters

Sehr herzlich danke ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. rer. nat. Friedrich Dausinger für die Betreuung und Begutachtung dieser Dissertation sowie die zahlreichen Anregungen. Die wissenschaftlichen und nichtwissenschaftlichen Diskussionen und die freundschaftliche Zusammenarbeit wurden von mir als sehr angenehm empfunden.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Engelbert Westkämper danke ich für die Bereitschaft, sich trotz seiner zahlreichen Verpflichtungen für die Übernahme des Mitberichts zur Verfügung zu stellen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Helmut Hügel möchte ich dafür danken, dass er die Begeisterung für das „Strahlwerkzeug Laser“ auch in mir geweckt und mir die Möglichkeit zur Promotion am Institut für Strahlwerkzeuge gegeben hat.

Allen Kollegen und Studenten aus der Mikrobearbeitungsgruppe, die mich bei den experimentellen und theoretischen Arbeiten begleitet und unterstützt haben sei herzlich gedankt. Die fachlichen Diskussionen und die Zusammenarbeit zwischen Physikern und Ingenieuren waren letztlich für beide Seiten fruchtbar und erfolgreich. Besonders danke ich auch den zahlreichen Mitarbeitern in Technik und Verwaltung von denen hier stellvertretend nur die Herren Albrecht Esser, Manfred Frank und Werner Hennig namentlich genannt werden sollen. Unmögliches wurde von Ihnen stets sofort erledigt, nur Wunder dauerten etwas länger.

Ein sehr herzlicher Dank gilt schließlich meinen Eltern, die durch ihre Unterstützung diese Arbeit erst ermöglicht haben sowie meinen Schwiegereltern, die mir während der Monate der Ausarbeitung ein Refugium mit kulinarischer Versorgung und viel Ruhe zur Verfügung stellten. Nicht zuletzt auch ein liebevoller Dank an meine Frau Christine und meine Kinder Florian und Annika, denen ich in dieser Zeit nicht immer die Aufmerksamkeit schenken konnte, die ihnen gebührt.

Sie alle haben, ebenso wie die namentlich hier nicht erwähnten, auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Freiberg am Neckar, im April 2003



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

Gorriz, 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
längsgeströimte 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
längsgeströimten 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

Laserschweißneigung 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 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06233-1

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

Plaß, 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

Fluiddynamische 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 Zerspanung
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 Aluminium-
werkstoffen 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 Her-
stellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung
des Weichlötens 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 Laserstrahlschwei-
ßen 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 laserintegrier-
ten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

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

Schinzel, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminium-
werkstoffen 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,
Flexibilität 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

Heimerdinger, Christoph

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

