

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

D. Breitling
Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und
Bohren mit ultrakurz gepulster Laser-
strahlung

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

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

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

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

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

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

von Dr.-Ing. Detlef Breitling
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Friedrich Dausinger
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe M.A.

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2009

D 93

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

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2010

ISBN 978-3-8316-0960-4

Printed in Germany

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

Kurzfassung

Bislang werden beim industriellen Einsatz von gepulster Laserstrahlung zur der Mikrobearbeitung von Metallen vorwiegend Pulsdauern im Milli- und Mikrosekundenbereich eingesetzt. Laser mit Nanosekunden-Pulsen finden darüber hinaus beim Laserstrukturieren und -beschriften Verwendung. Vielfach wird die erreichbare Präzision durch starke Schmelzbildung begrenzt. Mit immer kürzeren Laserpulsen soll das Schmelzaufkommen reduziert oder wie im Falle von ultrakurzen Pulsen sogar ganz vermieden werden. Der Abtragsprozess ist in diesem Regime derzeit nur unvollständig verstanden. Insbesondere sind die vielfältigen Wechselwirkungen in der Gasphase für ultrakurze Pulse unter prozessnahen Bedingungen kaum untersucht.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem komplexen Wechselspiel von laserinduzierten Materialdampf- und Plasmawolken mit der Umgebungsatmosphäre und dem Werkstück bei der Bearbeitung mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen im Piko- und Femtosekundenbereich. Im Vordergrund steht ein qualitatives Verständnis der Wirkzusammenhänge auf Basis optischer – insbesondere bildgebender – Untersuchungsmethoden, wobei sich die Modellbildung auf den Prozess des Laserbohrens fokussiert. Letztlich ist der Rückschluss auf die Grenzen optimierter Materialbearbeitungsprozesse ebenso das Ziel wie die Erkenntnis, wie sich Prozessfenster durch eine gezielte Beeinflussung der Mechanismen in der Gasphase erweitern lassen.

Fokussierte ultrakurze Laserpulse für die Materialbearbeitung erreichen leicht so hohe Leistungsdichten, dass die Strahlung unmittelbar intensiv mit dem Atmosphärgas in Wechselwirkung treten kann. Sowohl die Ionisierung des Gases durch einen dielektrischen Gasdurchbruch als auch die nichtlineare Antwort des Gasmediums auf die Lichtfeldstärke können in der Folge die Ausbreitung der Laserstrahlung nachhaltig stören und damit ein gutes Bearbeitungsergebnis verhindern. Dies trifft besonders auf die *Conical Emission* für Femtosekunden-Pulsdauern zu – breitbandig wellenlängenkonvertierte Strahlung, die in einem den natürlichen Divergenzwinkel des Laserstrahls deutlich überschreitenden Strahlungskegel emittiert wird. Ihr Anteil kann mehr als die Hälfte der Pulsenergie betragen, so dass sich die Strahlaufweitung deutlich in den Bearbeitungsergebnissen abzeichnet.

Laserstrahlung kann weiterhin auch mit Materialdampf wechselwirken, der bei der Laserbearbeitung entsteht. Im Gegensatz zu den Verhältnissen bei längeren Pulsen mit einer Dauer mindestens im Nanosekundenbereich ist die Austauschzeit von ultrakurzen Pulsen zu kurz, um mit dem im selben Puls erzeugten Dampf zu interagieren. Bei repetierender Bearbeitung können die Strahlungspulse aber mit den Ablationsresten von vorausgegangenen Pulsen in Wechselwirkung treten, da die Verweildauer des Materialdampfs bis weit in den Sekundenbereich reichen kann. Strahlungstransmissionsmessungen und kurzzeitfotografische Aufnahmen der Abtragswolken weisen den Verbleib von Material und dessen Akkumulation unmittelbar nach und geben deutliche Hinweise auf die resultierende unerwünschte Beeinflussung nachfolgender Laserpulse. Da der Bereich direkt über dem Werkstück nachweislich weitgehend dampffrei bleibt, erklären die Aufnahmen zugleich plausibel, warum stark störende Einflüsse durch Materialanreicherung in der Atmosphäre alles in allem aber eher die Ausnahme sind.

Die Präzisionsbearbeitung von metallischen Werkstoffen mit ultrakurzer Laserstrahlung erfolgt idealerweise mit Pulsdauern im kurzen Pikosekundenbereich. Diese Pulse erlauben die Schmelzbildung bereits ideal zu reduzieren und vermeiden zugleich die präzisionsbegrenzende nichtlineare Antwort des Atmosphäregases bei noch kürzeren Pulsen im Femtosekundenregime. Bei geringen Pulsenergien, wie sie in der oberflächennahen Lasermikrostrukturierung Anwendung finden, können aus Sicht der Gasphasenwechselwirkung Pulswiederholraten bis in den 100-kHz-Bereich empfohlen werden. Für Prozesse wie das Präzisionsbohren haben höhere Pulsenergien deutliche Effizienzvorteile. In diesem Regime sind Repetitionsraten von immerhin einigen 10 kHz als unkritisch einzustufen. Durch eine prozessangepasste Atmosphäre lassen sich unerwünschte Effekte der Wechselwirkung in der Gasphase noch weiter gehend begrenzen, wodurch eine deutliche Erweiterung des optimalen Prozessfensters möglich wird. Für die Bearbeitung in moderatem Vakuum bei etwa 100 hPa Luftdruck kann im Verhältnis zu Normaldruck bei vergleichbarem Volumenabtrag eine deutliche Steigerung des Tiefenabtrags und eine räumlich schärfer begrenzte Ablationsregion erzielt werden. Dieses Regime ist besonders für den Prozess des Wendelbohrens geeignet. Für die technische Umsetzung interessant ist das Konzept einer kleinen lokalen Prozesskammer mit einem aerodynamischen Fenster zur Bereitstellung der reduzierten Druckbedingungen.

Inhalt

Kurzfassung	5
Inhalt	7
Liste der verwendeten Symbole	11
Extended Abstract	17
1 Einleitung	21
1.1 Laser in der Fertigungstechnik	21
1.2 Abtragende Laserverfahren	22
1.3 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	25
2 Grundlagen abtragender Laserverfahren	27
2.1 Abtragen mit gepulster Laserstrahlung	27
2.1.1 Energieeinkopplung	27
2.1.2 Laserabtragen als thermischer Prozess	28
2.1.3 Wirkung ultrakurzer Laserpulse	30
2.2 Laserinduzierte Plasmen	32
2.2.1 Absorptionsmechanismen	33
2.2.2 Dynamik laserinduzierter Plasmen	36
2.2.3 Gasdynamische Stoßwellenexpansion	42
2.3 Modellvorstellungen zum Laserbohren	44
2.3.1 Energieeinkopplung	45
2.3.2 Materialabtrag	46
2.3.3 Schmelzdynamik	46
2.3.4 Gasdynamik und ganzheitliches Prozessmodell	47
2.3.5 Phänomenologisches Bohrmodell – „Hirscheegg-Modell“	48
2.4 Materialabtrag bei kurzen und ultrakurzen Pulsen	51
2.4.1 Axiale Abtragsraten und Bohrfortschritt	51
2.4.2 Radiale Bohrlochaufweitung und Kapillarausbildung	56
3 Experimentelle Methoden	60
3.1 Lasersysteme	60

3.2	Energietransmission	62
3.2.1	Transmission im Abtragsprozess	62
3.2.2	Transmission des Luftdurchbruchs	64
3.3	Spektroskopie des Strahlprofils	67
3.4	Bildgebende Verfahren zur Plasmacharakterisierung	69
3.4.1	Lumineszenzfotografie	69
3.4.2	Schattenfotografie	71
3.4.3	Resonanzabsorptionsfotografie	72
3.4.4	Streustrahlungsfotografie	73
3.4.5	Versuchsanordnung	75
3.4.6	Interferometrie	77
4	Luftdurchbruch und nichtlineare Wechselwirkung	81
4.1	Gasdurchbruch im Fokus ultrakurzer Laserpulse	81
4.2	Entstehung des Luftdurchbruchs	84
4.3	Luftdurchbruch als hochionisiertes Plasma	89
4.4	Fernfeld-Strahlprofile fokussierter ultrakurzer Pulse	91
4.5	Wellenlängenkonversion im Luftdurchbruch	94
4.6	Entstehungsregion der Conical Emission	98
4.7	Einfluss der Atmosphäre auf die Wechselwirkung	99
4.8	Ursache der Conical Emission	103
5	Dynamik der Materialdampf- und Plasmawolken	105
5.1	Stoßwellenexpansion und Energieinhalt	105
5.2	Dampfausbreitung – Verbleib der Ablationsprodukte	108
5.3	Charakterisierung von Prozessparametern	113
6	Einflüsse repetierend gepulster Bearbeitung	118
6.1	Transmissionsmessungen bei Pulszügen	118
6.2	Ablationsdynamik für unterschiedliche Pulszahlen	124
6.3	Einfluss der Repetitionsrate	127
6.4	Spektroskopie am laserinduzierten Plasma	130
6.5	Erweiterung des Bohrmodells	133
7	Einflüsse der Umgebungsatmosphäre	135
7.1	Abtragsraten bei reduziertem Atmosphärendruck	135
7.2	Atmosphäreinfluss auf die Bohrungsgeometrie	139
7.3	Effizienzsteigerung beim Laserbohren	142
8	Zusammenfassung und Ausblick	148

Literatur- und Quellenverzeichnis	153
Anhang	181
A.1 Sedov–Taylor-Modell zur Stoßwellenausbreitung	181
A.1.1 Gültigkeitsbereich des Modells	181
A.1.2 Darstellung der experimentellen Expansionskurven	182
A.1.3 Auswertung der Stoßwellenreichweite	183
A.2 Ergänzende experimentelle Daten für repetierend gepulste Bearbeitung .	184

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	Wert	SI-Einheit
Lateinische Buchstaben			
A	Absorptionsgrad		
c	Lichtgeschwindigkeit		m/s
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit	2.998×10^8	m/s
c_1	Schallgeschw. in Umgebungsatmosphäre		m/s
c_{Luft}	Schallgeschw. in Luft (Normalbedingungen)	331.5	m/s
d	Materialdicke		m
d^*	Durchmesser der Abtragszone		m
d_A	Bohrungsaustrittsdurchmesser		m
d_{CE}	durch Conical Emission (CE) aufgeweiteter Strahldurchmesser in der Fokusebene		m
d_E	Bohrungseintrittsdurchmesser		m
d_f	Fokusbereich		m
d_p	Durchmesser der Materialdampf Wolke (<i>Plume</i>)		m
d_S	Durchmesser im oberen Teil der Bohrlochspitze		m
d_w	Durchmesser der Strahlbewegung beim Wendelbohren; Wendeldurchmesser		m
e	Elementarladung	1.602×10^{-19}	C
E	Leistungsdichte (Intensität)		W/m ²
	exp.: mittlere Leistungsdichte $E = H/\tau_H$		
\hat{E}	Spitzenwert der Leistungsdichte im Zeitverlauf		W/m ²
E_S	Abtragsschwelle für Leistungsdichte		W/m ²
E_S^*	Leistungsdichteschwelle für Luftdurchbruch		W/m ²
E_0	Energieparameter		ML ^{$\xi-1$} T ⁻²
$[E_0]$	Dimension von E_0	ML ^{$\xi-1$} T ⁻²	
f	Brennweite		m
$f(r)$	radialsymmetrische Funktion		
f_P	Puls wiederholrate		Hz

Symbol	Bedeutung	Wert	SI-Einheit
f_w	Umlauffrequenz der Strahlbewegung beim Wendelbohren; Wendelumlauffrequenz		m
h	Planck'sche Konstante	6.626×10^{-34}	Js
$h(y)$	integrale Projektion von $f(r)$ entlang x $f(r) = f(x, y) \longrightarrow h(y) = \int f(x, y) dx$		
h_{Grat}	Höhe des Grataufwurfs am Bohrungseintritt		m
H	Energiedichte exp.: mittlere Energiedichte $H = 4Q/\pi d_f^2$		J/m ²
\hat{H}_0	Spitzenwert der Energiedichte im Strahlprofil		J/m ²
H_S	Abtragsschwelle für Energiedichte		J/m ²
H_S^*	Energiedichteschwelle für Luftdurchbruch		J/m ²
H_S^{PP}	Schwelle für partikelgezündetes Plasma		J/m ²
I	integrale spektrale Linienintensität		rel. E.
I_{A, I^+}	integrale Linienintensität für Atom A, Ion I ⁺		rel. E.
k_B	Boltzmann-Konstante	1.381×10^{-23}	J/K
l_α	Absorptionslänge		m
L	Dimension einer Länge		
m	Geradensteigung für Bohrfortschrittsanalyse im Hirscheegg-Modell		
m_e	Elektronenmasse	9.109×10^{-31}	kg
M	Dimension einer Masse		
M	Mach-Zahl $M = v_{\text{StW}}/c_1$		
M^2	Beugungsmaßzahl		
n	Brechungsindex		
n_0	Brechungsindex von Luft	1.00028	
$n - 1$	Refraktivität		
$n_e - 1$	elektronische Refraktivität		
N	Pulszahl		
N_c	kritische Elektronenkonzentration		m ⁻³
N_e	Elektronenkonzentration		m ⁻³
NA	Numerische Apertur		
p	Druck		Pa
p_1	Druck der Umgebungsatmosphäre		Pa
p_2	Druck unmittelbar hinter der Stoßfront		Pa

Symbol	Bedeutung	Wert	SI-Einheit
p_{Ar}	Druck der Argonatmosphäre		Pa
p_{He}	Druck der Heliumatmosphäre		Pa
p_{Luft}	Luftdruck		Pa
\bar{P}	mittlere Leistung der Strahlquelle $\bar{P} = Q f_p$		W
q_{2D}	Linienenergie einer zylindrischen Stoßwelle		J/m
Q	Pulsenergie		J
Q_{3D}	Energie einer sphärischen Stoßwelle		J
Q_S	Abtragungsschwelle für Pulsenergie		J
Q_S^*	Pulsenergieschwelle für Luftdurchbruch		J
Q_T	transmittierte Pulsenergie		J
r	(radiale) Ortskoordinate		m
r^*	Radius der Abtragszone		m
r_{2D}	Stoßwellenradius (zylindersymmetrisch)		m
r_{3D}	Stoßwellenradius (hemisphärisch)		m
r_E	Bohrungseintrittsradius		m
Δr_E	Radiuszunahme pro Puls, radiale Ätzrate		m
R	Reflexionsgrad		
R	maximale radiale Ausdehnung von $f(r)$		
t	Zeit		s
t_D	Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls		s
T	Dimension einer Zeit		
T	Temperatur		K
T	Transmissionsgrad		
T_0	„geometrische“ Transmission der im Strahlzentrum positionierten Scheibe		
T_B	unaufgeweiteter („geblockter“) Strahlungsanteil		
T_B^{CE}	wellenlängenkonvertierter, geblockter Strahlungsanteil		
T_B^{G}	gaußförmiger, geblockter Strahlungsanteil		
T_{heiss}	Transmission bei ablatierender Pulsenergie		
T_{kalt}	Transmission mit nicht-abtragender Pulsenergie,		
	geometrische Transmission der Kapillare		
T_{m,λ_0}^n	Strahlungsanteil T_m^n bei der Laserwellenlänge		

Symbol	Bedeutung	Wert	SI-Einheit
$T_{m,\lambda}^n$	breitbandig wellenlängenkonvertierter Strahlungsanteil T_m^n		
T_S	an der Scheibe im Strahlzentrum vorbei „gestreuter“ Strahlungsanteil		
T_S^{CE}	wellenlängenkonvertierte „Streustrahlung“		
T_S^G	gaußförmiger Anteil der „Streustrahlung“		
T_{total}	Gesamttransmissionsgrad		
T_{total}^{CE}	gesamte wellenlängenkonvertierte Strahlung		
T_{total}^G	gesamter gaußförmiger Strahlungsanteil		
v_{GS}	Mindestgeschwindigkeit für Gasströmung zur Entfernung von Ablationsresten		m/s
v_r	radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit		m/s
v_{StW}	Stoßwellenausbreitungsgeschwindigkeit		m/s
V	Abtragsvolumen		m ³
w	Radius des Laserstrahls		m
x	Ortskoordinate		m
y	Ortskoordinate		m
z	Abstand vom Werkstück		m
z	Bohrungstiefe		m
z	Ortskoordinate		m
z_p	Position der Probe relativ zum Laserstrahl		m
z_R	Rayleigh-Länge		m
Δz	Abtragstiefe pro Puls; momentane Abtragsrate		m
$\Delta \bar{z}$	mittlere Abtragstiefe pro Puls		m

Griechische Buchstaben

γ	Adiabatexponent		
ϵ_0	Dielektrizitätszahl des Vakuums	8.854×10^{-12}	As/Vm
ϑ	Einfallswinkel gegenüber dem Lot		°
λ	Wellenlänge		m
λ_{A,I^+}	Wellenlänge der Spektrallinie für Atom A, Ion I ⁺		m
λ_D	Beobachtungswellenlänge (Beleuchtungslaser)		m
$\Delta \lambda$	Spektrale Bandbreite des Beleuchtungslasers		m
λ_{SR}	Spektraler Empfindlichkeitsbereich		m

Symbol	Bedeutung	Wert	SI-Einheit
Λ	nichtdimensionaler Parameter		
Λ_0	Obergrenze des Wertebereichs von Λ		
Λ_{2D}	Konstante im Weg-Zeit-Gesetz zylindrischer ...	1.0038	
Λ_{3D}	... und hemisphärischer Stoßwellen	1.0328	
ν	Frequenz des Lichts		s^{-1}
ξ	Dimensionalitätszahl	1, 2, 3	
ρ	Dichte		kg/m^3
ρ_1	Dichte der Umgebungsatmosphäre		kg/m^3
ρ_{Luft}	Dichte von Luft (Normalbedingungen)	1.293	kg/m^3
τ	nichtdimensionaler Parameter		
τ_B	Pulsdauer Beleuchtungslaser $\hat{=}$ Zeitauflösung		s
τ_{ep}	Elektron–Phonon–Relaxationszeit		s
τ_G	Torbreite der Bildverstärker-Kamera (ICCD)		s
τ_H	Pulsdauer (FWHM)		s
$\overline{\Phi}$	optische Phasendifferenz in Einheiten von λ_D		
ω	Kreisfrequenz des Lichts		s^{-1}
ω_p	Plasmafrequenz		s^{-1}

Abkürzung Bedeutung

CCD	<i>Charged Coupled Device</i>
CE	<i>Conical Emission</i>
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>
CPA	<i>Chirped Pulse Amplification</i>
CVD	<i>Chemical Vapor Deposition</i>
FEM	Finite-Elemente-Methode
FWHM	volle Halbwertsbreite (<i>Full Width Half Maximum</i>)
FWM	Vier-Wellen-Mischung (<i>Four Wave Mixing</i>)
GPI	<i>General Physics Institute</i> der Russischen Akademie der Wissenschaften
ICCD	Bildverstärker-Kamera (<i>Intensified CCD</i>)
KDP	Kalium-Dihydrogen-Phosphat (KH_2PO_4)
KTP	Kalium-Titanyl-Phosphat ($KTiOPO_4$)
LIF	laserinduzierte Fluoreszenz (<i>Laser-Induced Fluorescence</i>)
LSA	laserinduzierte Absorption (<i>Laser Supported Absorption</i>)
LSC	laserinduzierte Verbrennung (<i>Laser Supported Combustion</i>)

Abkürzung Bedeutung

LSD	laserinduzierte Explosion (<i>Laser Supported Detonation</i>)
MPA	Multi-Photonen-Absorption
MCP	Mikrokanalplatte (<i>Microchannel Plate</i> auch <i>Multichannel Plate</i>)
MPI	Multi-Photonen-Ionisation
n. b.	nicht bestimmt
PBBO	2-(4-Biphenyl)-6-phenylbenzoxazol
PMMA	Polymethylmethacrylat
rel. E.	relative Einheiten
SPM	Selbstphasenmodulation (<i>Self Phase Modulation</i>)
THG	Frequenzverdreifachung (<i>Third Harmonics Generation</i>)
US ₁	als Stoßfront identifizierte Unstetigkeit in Schattenfotografien
US ₂	als Ionisationsfront identifizierte Unstetigkeit in Schattenfotografien
w. E.	willkürliche Einheiten
YAP	Yttrium-Aluminium-Perowskit (YAlO ₃)

Extended Abstract

In micro processing of metals with pulsed laser radiation currently pulses with milli- and microsecond durations are widely used. Shorter nanosecond pulses are already regularly applied in laser micro-structuring and laser marking. Frequently strong melt formation limits the precision that is achievable in these processes. In many cases post-processing is necessary to a certain extent to remove the undesired melt agglomeration or burr. By decreasing the pulse duration the melt formation is sought to be reduced or – as for the case of ultrashort laser pulses – avoided almost entirely. Up to now the ablation process in this regime is still not understood comprehensively. In particular the various interaction processes in the gas phase have rarely been investigated for ultrashort pulses under conditions similar to actual processing.

This thesis studies the complex interdependence between laser induced material vapor and plasma plumes with the ambient atmosphere as well as the workpiece during processing with short and ultrashort laser pulses in the pico- and femtosecond pulse duration range. Based on optical diagnostics – especially imaging methods –, it addresses the qualitative understanding of the underlying interaction mechanisms with the process of laser drilling being the primary focus of the modeling. Ultimately, the goal is as well the determination of limits for optimized material processing as it is the understanding of how these process windows can be further extended by influencing the gas phase interaction mechanisms in particular.

In materials processing focused ultrashort pulses easily reach power density levels at which the radiation can directly interact with the atmospheric gas. These interactions in and with the gas phase determine the outcome of laser processing to a large degree. Ionization of the gas by means of a dielectric breakdown as well as the nonlinear response of the gas medium to the strong optical fields can substantially disturb the propagation of the laser radiation and, in turn, cause suboptimal processing results.

The energy density threshold for atmospheric air breakdown nearly follows a square root dependence on pulse duration τ_H . At 100-fs-pulses it amounts to a mere 6 J/cm² and increases to about 50 J/cm² at 5-ps-pulse duration. Where this threshold is crossed during the space-temporal pulse propagation, a highly ionized line-shaped plasma forms along the laser beam axis. It can reach several millimeters in length and is typically

located almost entirely in front of the nominal focal plane. At energy densities up to 200 J/cm^2 , which are typical for materials processing, pulses in the femtosecond regime can suffer losses in excess of 10% by these air breakdown plasmas.

The nonlinear response of the gas medium to the strong optical fields of ultrashort laser pulses causes a strong beam divergence in the far field and broadband wavelength converted radiation, so so-called conical emission. Similar to the dielectric breakdown these mechanisms take place already in front of the focal plane so that they can limit the processing precision substantially. In particular, they cause nonlinear wave front distortion and excessive beam divergence that leads to an enlarged ablation zone, which can exceed the nominal beam diameter by a factor of ten, as well as to very inhomogeneous ablation. Most likely, conical emission (CE) originates from a combination of multi-photon ionization and self-phase modulation based on the optical Kerr effect. In general, CE is affected by pulse duration. The dependence is considerably stronger for the wavelength conversion effect, however, than it is for the energy redistribution in the beam profile. Under certain conditions, the redistributed energy can amount to more than 50% of the initial pulse energy. CE can be quenched to a large extent by a suitable adaption of the process conditions, e. g. by a Helium atmosphere and especially by reduced atmospheric pressure.

Due to the air breakdown plasma two different gas dynamic shock fronts occur during material ablation with ultrashort pulses. The gas breakdown causes a basically cylindrical wave, while a second wave with hemispherical symmetry is initiated by the expanding ablated material. Since the vaporization takes place on a nanosecond time scale ultrashort pulses are too short to directly interact with the material vapor that a single pulse produces. Hence, the energy content of the hemispherical shock wave is smaller than for nanosecond laser pulses. Nonetheless it increases with pulse duration: from about 20% of the pulse energy in the 100-fs-pulse regime to about 40% at 5-ps-pulses.

Resonance absorption photography has proved to be an excellent tool to visualize the material vapor that is driving laser induced shock waves from the inside. Depending on pulse duration the vapor shows characteristic flow patterns. While for longer pulses well-ordered eddies form, the vapor flow is turbulent on a small scale for femtosecond pulses. The patterns are strongly affected by the focusing conditions. A focal plane above the work piece surface causes a more turbulent flow while focusing inside the material settles the process leading to more regular formations. Mie scattering photography with an ultraviolet light source can show ablated material for a very long time after the laser pulse – thereby proving that far into the millisecond range, e. g. long into the regime of typical pulse-to-pulse separation times, material remains in the atmosphere above the

workpiece. Studies on transmission properties of holes drilled by long pulse trains even suggest that vapor can even stay in the atmosphere as long as several seconds.

In fact, imaging diagnostic methods show that for multi-pulse processing material vapor residues accumulate in the gas phase. However, a region directly above the workpiece that stretches across almost one millimeter remains free of vapor to a large extent. Nonetheless, compared to single-pulse conditions air breakdown shock waves can develop considerably more intense – occasionally even for the second pulse of a pulse train. The frequency of these incidences increases with pulse number whereas in total this undesired influence of material vapor on following pulses still remains an exception. Together with the observed vapor-free zone this explains why strong negative interference by vapor residues overall is a rare occurrence in material processing. With longer pulse trains the vapor flow at the work piece becomes more turbulent. Only a minor dependence on pulse repetition rate has been observed for the latter phenomenon. Hence, the growing change in ablation geometry with increasing pulse number is a more obvious cause for that than a pure gas phase effect.

Investigating transmission properties during laser drilling a “plasma control” stabilizing the vertical ablation rate similar to nanosecond micro processing could not be demonstrated for ultrashort laser pulses as well. Spectroscopic measurements, however, suggest that for sub-nanosecond pulses the gas breakdown plasma acts as a kind of “plug” and prevents efficient material expulsion from deep holes. While reducing the axial feed rate, the hot plasma does not limit the radial expansion of the hole. This leads to a staged bore geometry that is characteristic for this pulse duration regime. The vertical feed rate in drilling can be considerably increased with reduced atmospheric pressure conditions – especially at higher energy densities and for deeper holes. In general, the reduction to about the tenth part of normal pressure is sufficient to achieve the maximum feed rate gain. Under reduced pressure percussion drilled holes turn out more slender than at normal pressure. For this reason the volume ablation rate can even decrease in some cases.

For micro processing of metals with highest precision ultrashort laser pulses are recommended with pulse durations in the short picosecond range. On the one hand pulses in this regime are short enough to widely reduce thermal melt formation when suitable processing strategies are implemented. On the other hand the negative effects on laser processing that are caused by nonlinear interaction of the optical fields with the ambient atmosphere can still be controlled sufficiently with picosecond pulses. From the point of view of gas phase dynamics, for laser surface structuring with low pulse energies repetition rates in the 100-kHz regime should be feasible: even at much higher sub-millijoule

pulse energies, where considerably more material is ablated, the region directly above the workpiece surface can be regarded vapor-free up to 10-kHz repetition rates. If needed a purging gas flow could even further extend the process limits. For laser drilling high pulse energies are essential for process efficiency. A moderate vacuum enables boreholes of smaller diameter or a reduction of the ablated volume fraction for helical drilling and can therefore account for an additional efficiency increase. For these applications a small, local process chamber with an aerodynamic window is a promising concept for the technical implementation of such moderate vacuum conditions for laser micro processing. The window gas stream would not only separate the ambient atmosphere from the small chamber but also evacuate the cavity. The concept thereby enables access to this processing regime without elaborate conventional vacuum technology and furthermore offers a possibility to quickly change between high and low pressure atmospheres by a mere switching of the window gas stream.

For the processing of dielectric materials in many cases femtosecond laser pulses might be required or will at least be beneficial compared to picosecond pulse durations, e. g. in order to provide for the necessary fundamental absorption in the processed medium by means of multi-photon absorption. When in addition high pulse energy is necessary, for example to manufacture deep holes, an adapted process atmosphere is advisable. It can largely suppress undesirable atmospheric interactions such as conical emission.

1 Einleitung

1.1 Laser in der Fertigungstechnik

Laser haben sich in den letzten Jahren als äußerst vielseitige Werkzeuge für eine breite Palette von Anwendungen in der industriellen Fertigungstechnik und der Medizintechnik erwiesen [1–5]. Nicht zuletzt dadurch, dass zusätzlich zu den Erfolgen in etablierten Bereichen durch den Fortschritt der Lasertechnik immer neue Anwendungsfelder erschlossen werden können, gilt sie als Schlüsseltechnologie, der noch erhebliches Wachstumspotenzial bescheinigt wird [6, 7]. Gegenüber herkömmlichen Verfahren besitzt die Lasertechnik im industriellen Einsatz oft Vorteile hinsichtlich Qualität, Produktivität, Automatisierbarkeit oder Vielseitigkeit der Bearbeitung. Diese gehen jedoch häufig mit höheren Aufwendungen bei der Investition oder für die Wartung einher, die es zunächst einmal zu kompensieren gilt. An Laserfertigungsverfahren werden daher in der Regel besonders hohe Anforderungen bezüglich der Bearbeitungsqualität und -effizienz gestellt.

Die Mikromaterialbearbeitung mit Lasern umfasst alle Verfahren der abtragenden Feinbearbeitung mit Laserstrahlung, Lasermarkieren und -beschriften, lithografische Prozesse. Ebenso gehören eine Vielzahl von laserunterstützten Abscheide- und Beschichtungsverfahren und Methoden dazu, die mit einer laserinduzierten, selektiven chemischen oder optischen Modifikation des bearbeiteten Materials einher gehen [8, 9]. In der Folge sollen hiermit jedoch nur Verfahren bezeichnet werden, denen einen Materialabtrag durch fokussierende Beaufschlagung mit gepulster Laserstrahlung zu Grunde liegt. Dazu zählen beispielsweise die abtragende Oberflächenstrukturierung, das Laserbohren und das Laserpräzisionsschneiden. In diesen Anwendungsfeldern zählen zu den Konkurrenzverfahren der Lasertechnik neben mechanischen Fertigungstechniken vor allem nass- und elektrochemische Verfahren, aber auch die Bearbeitung mit Elektronenstrahlen. Je nach Anforderungsprofil der einzelnen Anwendung zeichnet sich die Laserbearbeitung gegenüber den konkurrierenden Techniken durch einen oder mehrere der folgenden Vorzüge aus.

Zunehmend werden harte oder spröde Materialien wie Keramiken, Diamant oder faserverstärkte Verbundwerkstoffe auf Grund ihrer hohen Härte, Festigkeit, Temperatur-

oder chemischen Beständigkeit oder ihres vergleichsweise geringen spezifischen Gewichts in der Fertigungs- oder Medizintechnik interessant. Sie sind jedoch oft nicht oder nur mit hohem Aufwand mechanisch zu bearbeiten. Da sie zudem in der Regel allenfalls geringfügig elektrisch leitfähig sind, scheidet die Bearbeitung mit Elektronenstrahlen oder mit elektrochemischen Verfahren wie der Funkenerosion ebenfalls aus. Laserstrahlen hingegen erlauben die Bearbeitung nahezu beliebiger Materialien [10]. Anwendungen zur Fertigung keramischer Komponenten im Motoren- und Turbinenbau und von Düsenplatten für die Textilfaserherstellung [11–15] demonstrieren dies ebenso wie Laserschneid-, Laserpolier- und Laserbohrverfahren zur Herstellung von Diamantwerkzeugen [10, 16–19].

Bei der Metallbearbeitung stoßen mechanische Fertigungsverfahren in der Regel schon bei Strukturgrößen unterhalb einiger hundert Mikrometer an ihre Grenzen, Werkzeugverschleiß wird zunehmend zum Problem. Laser-, chemische und Elektronenstrahlverfahren sind hier die erreichbaren Strukturgröße und zum Teil auch die Präzision betreffend im Vorteil. Für die Laserbearbeitung gegenüber Elektronenstrahlprozessen spricht oft zusätzlich, dass sie keine aufwendige Vakuum-Prozessumgebung benötigt. Gegenüber chemischen und elektrochemischen Verfahren zählen zu den Vorteilen des Laser die kontaktfreie Bearbeitung ohne Werkzeugverschleiß sowie die hohe Flexibilität, die der Laserstrahl hinsichtlich der geometrischen Zugänglichkeit der Bearbeitungsposition bietet [20, 21]

1.2 Abtragende Laserverfahren

Gerade wenn ein Prozess eine hohe Produktivität erfordert, ist die Verschleißfreiheit des Werkzeugs oft ein entscheidender Vorteil der Laserbearbeitung. Dies gilt beispielsweise im Flugzeugbau für das Einbringen von Millionen kleiner Bohrungen in Bleche, die der Absaugung der Grenzschicht mit Verwirbelungen an Flugzeugoberflächen dienen, wodurch eine Reduzierung des Luftwiderstands und damit des Kraftstoffverbrauchs möglich wird [22]. Gleichermaßen können Kraftstofffilter im Automobilbau mit jeweils einigen Tausend lasergebohrten Löchern schnell in großer Stückzahl perforiert werden [23, 24]. Die Vielseitigkeit bei der Positionierung und Orientierung des Laserstrahls erlaubt das Einbringen von Schmierbohrungen in Motorkomponenten [24, 25] und Kühlbohrungen in Turbinenschaufeln [22, 26, 27] auch unter spitzen Winkeln. Für die letzteren können in einem kombinierten Prozess aus Laserbohren und 3D-Abtragen auch sog. Formbohrungen (*engl.: shaped holes*) mit angepassten Einzugsgeometrien gefertigt werden. Im Formenbau zur Fertigung kleiner Spritzgussteile für den Modellbau

erlaubt die Lasertechnik durch die flexible Strahlführung und -orientierung die produktive Herstellung verschiedenster dreidimensionaler Abtragsstrukturen mit hoher Formtreue [28]. Ebenso ist beim Einbringen kleinster, flacher Strukturen in tribologische Funktionsflächen, beispielsweise in die Oberflächen von Gleitlagern und Zylinderlaufbuchsen [29], die leichte Erreichbarkeit des Bearbeitungsorts durch den Laserstrahl ein Pluspunkt der Laserbearbeitung. Präzision ist schließlich in der Drucktechnik bei der Direktstrukturierung von Druckklischees oder von Prägewalzen zur Oberflächenveredelung gefragt [30, 31]. Hohe Formtreue und Wiederholgenauigkeit bei zunehmender Miniaturisierung sind auch Kernvorgaben beim Präzisionsbohren, wobei insbesondere die hohen Anforderungen der Dieseleinspritztechnik im KFZ-Bereich in den letzten Jahren Schrittmacher der Weiterentwicklung des Laserbohrens waren. Heute sind Bohrungsdurchmesser unterhalb von $100\text{ }\mu\text{m}$ in 1 mm dickem Material Stand der Technik [32–36]. Durch eine optimierte Systemtechnik können am Bohrungsausritt sogar größere Durchmesser erzielt werden als am Eintritt [37, 38].

Am Beispiel des Laserbohrens wird auch deutlich, dass die Forderungen an den Fertigungsprozess nach Qualität der Bearbeitung auf der einen Seite und Produktivität auf der anderen sich oft gegensätzlich gegenüber stehen. In aller Regel muss zur Steigerung der Präzision die pro Puls ablatierte Materialmenge reduziert werden. Für jede Anwendung muss so von Neuem eine Abwägung stattfinden, wobei zunächst die Wahl der optimalen Bearbeitungsstrategie maßgeblich ist. Gängigerweise werden die vier in Bild 1.1 schematisch dargestellten Verfahren unterschieden. Gemeinsam ist allen Verfahren die Verwendung einer gepulsten Laserstrahlquelle, die durch eine entsprechende Pulsüberhöhung die zum Abtrag notwendige hohe Leistungsdichte bereitstellt. Beim Einzelpulsbohren finden blitzlampengepumpte Festkörperlaser mit Pulsdauern von rund $10\text{ }\mu\text{s}$ – 10 ms (lange Pulse) und Leistungsdichten oberhalb von 10^7 W/cm^2 Anwendung,

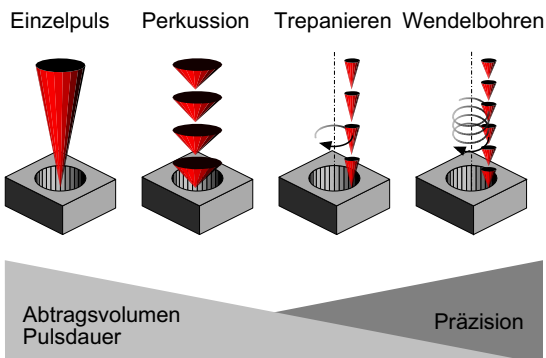


Bild 1.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Verfahrensstrategien zum Bohren mit Laserstrahlung. Bei repetierend gepulsten Verfahren erlaubt die Reduzierung von Pulsdauer und Abtragsvolumen je Puls eine Präzisionssteigerung. Durch eine gezielte überlagerte Strahlbewegung können Maßhaltigkeit und Materialaubtrieb noch weiter verbessert werden (nach [39]).

die das Durchbohren von Materialstärken bis zu einigen Millimetern mit einem einzelnen Puls ermöglichen. Bis zu 100 Bohrungen pro Sekunde können mit diesem Verfahren gefertigt werden. Insbesondere bei der Bearbeitung von Metallen wird das Material vorwiegend in schmelzflüssiger Form ausgetrieben, so dass in der Regel qualitätsbeeinträchtigende Schmelzanhaftungen an den Bohrungswänden und der Materialoberfläche zurückbleiben [10, 40, 41]. Eine Qualitätsverbesserung lässt sich durch eine Verkürzung der Schmelze erzeugenden Einwirkdauer des Laserstrahls, d. h. der Pulsdauer, erzielen. Zum Einsatz kommen hierbei Festkörperlaser, die mittels Güteschaltung Pulsdauern zwischen 1 ns und rund 1 μ s (kurze Pulse) emittieren. Auch Excimerlaser liegen mit Pulsen von von einigen 10 ns Dauer in diesem Bereich. Obgleich diese Strahlquellen mit 10^9 – 10^{11} W/cm² höhere Pulsspitzenleistungen erreichen, sinkt in der Regel die Pulsenenergie gegenüber langen Pulsen ab, was zu einer Reduzierung des Abtragsvolumens für einen einzelnen Puls führt. Durch die Beaufschlagung derselben Bearbeitungsstelle mit mehreren Pulsen bei Repetitionsraten bis zu einigen Kilohertz können auch beim Perkussionsbohren größere Bohrtiefen erzielt werden. Schwankungen von Energie und Intensitätsprofil der Laserpulse, aber auch Unregelmäßigkeiten im Abtragsprozess sowie im Materialaustrieb führen auch beim Perkussieren noch zu ungleichmäßigen Bohrungsgeometrien. Durch eine stärkere Fokussierung der Laserpulse und eine überlagerte kreisförmige Relativbewegung zwischen Werkstück und Strahl wird beim Trepanieren und Wendelbohren die Bohrungsgeometrie wesentlich von dieser Kreisbahn bestimmt, wodurch eine höhere Formtreue erreicht wird. Beim Trepanieren wird das Bohrloch in einem Strahlumlauf ausgeschnitten. Für einen verbesserten Materialaustrieb wird dazu zunächst eine kleine Durchgangsbohrung erzeugt wird, die häufig sichtbare Einstichspuren in der fertigen Bohrung hinterlässt. Beim Wendelbohren kann dies vermieden werden, da hier der Strahl während des Durchbohrens vielfach auf der Kreisbahn umläuft und die Abtragsfront kontinuierlich auf einer Spirale im Werkstück voranschreitet. Die dabei erzielbare hohe Genauigkeit geht jedoch auf Kosten der Produktivität, typischerweise werden pro Bohrung mehrere Sekunden Bearbeitungszeit benötigt.

Ähnlich wie beim Laserbohren ist auch bei anderen abtragenden Laserverfahren mit kürzeren Pulsdauern eine Präzisionserhöhung möglich, die jeweils gegen die Verringerung der Abtragsproduktivität abgewogen werden muss. Für höchste Anforderungen verspricht die Verkürzung der Pulse auf Werte unter 10 ps (ultrakurze Pulse) bei all diesen Laserbearbeitungsprozessen eine weitere Steigerung der Bearbeitungsqualität. Daher ist die Erforschung des Potenzials ultrakurzer Pulse für fertigungstechnische Anwendungen im letzten Jahrzehnt Gegenstand zunehmender Forschungsaktivitäten geworden [42–51]. Zunächst wurde in der Tat gezeigt, dass ultrakurze Pulse eine bessere Bearbeitungsqualität ermöglichen als selbst langjährig optimierte Prozesse mit kurzen

Laserpulsen im Nanosekundenbereich [52, 53]. In letzter Zeit nimmt daher neben der Suche nach geeigneten Fertigungsstrategien im Allgemeinen die Umsetzung im industriellen Umfeld eine wachsende Rolle ein. Insbesondere soll durch die Entwicklung neuartiger Laserkonzepte für Strahlquellen mit erheblich höheren Pulswiederholraten und mittleren Leistungen die Schwelle der Wirtschaftlichkeit auch für Laserprozesse mit ultrakurzen Pulsen erreicht werden [54].

1.3 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Das gepulste Laserabtragen ist schon für einen einzelnen Puls ein hochdynamischer Vorgang, der wegen der Vielzahl an möglichen Phasenumwandlungen am beaufschlagten Werkstück eine ganze Reihe von unterschiedlichen, miteinander in ständiger Wechselwirkung stehenden physikalischen Teilprozessen umfasst. Verfahren, die wie die oben genannten Bohrverfahren auf einem repetierend gepulsten Laserabtrag beruhen, nehmen an Komplexität noch weiter zu. Die Optimierung eines solchen Vorgangs alleine auf Basis der erzielten Bearbeitungsergebnisse ist wegen der vielen Einflussgrößen und Prozessparameter äußerst aufwendig. Sie kann durch ein möglichst umfassendes Prozessverständnis aber erheblich erleichtert werden.

Schon bei kurzen Nanosekunden-Laserpulsen ist die Leistungsdichte im fokussierten Strahl ausreichend, um ablatiertes Material so stark aufzuheizen, dass es in erheblichem Umfang ionisiert wird. Dieses laserinduzierte Plasma tritt in vielfältiger Weise mit dem Laserpuls und mit der umgebenden Atmosphäre in Wechselwirkung und nimmt so Einfluss auf Prozesseffizienz und Bearbeitungsqualität [15, 39, 55]. Bei Pulsen im ultrakurzen Regime werden leicht sogar einige 10^{12} – 10^{14} W/cm² im Fokus erreicht, so dass Prozesstemperaturen und -dynamik weiter zunehmen können. Insbesondere sind diese Leistungsdichten ausreichend hoch, um mit dem Atmosphären gas unmittelbar in Wechselwirkung zu treten. Dabei verursachen die hohen Lichtfeldstärken optisch induzierte dielektrische Durchbrüche ebenso, wie sie eine nichtlineare Reaktion des Gases hervorrufen. Andererseits aber ist die Einwirkdauer ultrakurzer Pulse kürzer als die typischen Zeiten innerhalb derer Materialverdampfung und Plasmabildung stattfinden. Die komplexen Rückkopplungen zwischen Laserstrahlung, Materialdampf und Atmosphäre, die für kurze Pulse im Nanosekundenregime den Plasmaeinfluss auf die Bearbeitung dominieren, sollten für ultrakurze Pulse daher nur eine nachgeordnete Rolle spielen. Bei repetierend gepulsten Abtragsverfahren kann dagegen ein Laserpuls mit dem von früheren Pulsen ablatiertem Material in Wechselwirkung treten [56]. Für ultrakurze Pulse sollte der Effekt wegen der hohen Leistungsdichten im Fokus gegenüber Nanosekun-

denpulsen noch zunehmen, zumal wenn künftig Pulswiederholraten im Bereich von wenigstens einigen 10–100 kHz Anwendung finden werden, bei denen sich die Laserbearbeitung mit ultrakurzen Pulsen wahrscheinlich erst als wirtschaftlich konkurrenzfähig erweisen wird.

Auf dem Weg zu einem grundlegenden Verständnis der verschiedenen Verfahren auf Basis des Laserabtragens sind viele Teilprozesse experimentell nur schwer zu erfassen, da sie auf kurzen Zeitskalen und innerhalb kleiner räumlicher Abmessungen ablaufen. In vielen Fällen kann eine modellmäßige Erfassung und numerische Simulation dieser Abläufe gute Dienste leisten [57]. Die Einbeziehung der Gas- und Plasmaphasen in diese Modellierungen gestaltet sich wegen der oft nur rudimentär bekannten Materialeigenschaften für diese Phasen und wegen der starken Änderung der Eigenschaften an den Phasengrenzen bislang besonders schwierig. Andererseits ist der Bereich der Gas- und Plasmaphasen mit optischen Methoden experimentell verhältnismäßig gut erreichbar [55]. Sie sollen daher in dieser Arbeit zur Aufklärung des komplexen Wechselspiels in der Gasphase zwischen Laserstrahlung, Werkstück, ablatiertem Materialdampf und laserinduziertem Plasma für das Abtragen von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen herangezogen werden. Dabei steht die qualitative Analyse der grundlegenden Wirkzusammenhänge im Vordergrund, auf deren Basis Rückschlüsse auf die Materialbearbeitung mit ultrakurzgepulster Laserstrahlung abgeleitet werden. Besonderes Augenmerk sollen die Grenzen erfahren, die den Verfahren durch die Wechselwirkung mit Materialdampf, Plasma oder der Umgebungsatmosphäre gesetzt werden, und wie sich diese durch die gezielte Beeinflussung der Wechselwirkungen erweitern lassen.

2 Grundlagen abtragender Laserverfahren

2.1 Abtragen mit gepulster Laserstrahlung

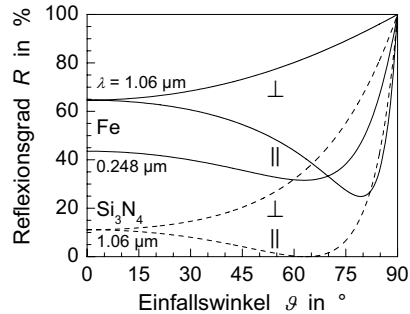
2.1.1 Energieeinkopplung

Zu Beginn jedes Laserbearbeitungsprozesses steht die Einkopplung des Lichts in das zu bearbeitende Werkstück. An der Oberfläche des beaufschlagten Mediums wird ein Teil der Laserstrahlung reflektiert, die verbleibende Strahlung dringt in das Medium ein. Absorption im Material lässt die Intensität der Strahlung mit wachsender Propagationsstrecke exponentiell abfallen. Eine hinreichend große Dicke des Werkstücks vorausgesetzt, wird das Licht schließlich praktisch vollständig absorbiert. Reflexionsgrad R und Absorptionslänge l_a , die Distanz, über der die Strahlungsintensität durch Absorption im Werkstück auf $1/e$ abnimmt, werden von den optischen Konstanten des Mediums für die jeweilige Laserwellenlänge bestimmt. Hierbei sind elektrische und optische Eigenschaften der Materialien oft eng miteinander verknüpft.

Bei Metallen sind für sichtbare Wellenlängen und in den daran angrenzenden Bereichen der nahen Infrarot- bzw. ultravioletten Strahlung im Wesentlichen die frei beweglichen Elektronen im Leitungsband für diese Eigenschaften verantwortlich [58, 59]. Sie sorgen einerseits für verhältnismäßig hohe Reflexionsgrade von teilweise über 90%, andererseits aber auch für kleine Absorptionslängen von oft nur wenigen Nanometern. Der eindringende Strahlungsanteil wird in Metallen also praktisch unmittelbar unter der Oberfläche vollständig absorbiert. Für nicht zu dünne Metallschichten gilt damit für den absorbierten Energieanteil der Laserstrahlung, den Absorptionsgrad, $A = 1 - R$. Wie Bild 2.1 zeigt, ist der Reflexionsgrad eine Funktion des Einfallswinkels ϑ , die zudem von der Orientierung der Schwingungsebene der elektrischen Komponente des Lichtfelds abhängt. Steht diese Polarisationssebene senkrecht auf der von der Lichtausbreitungsrichtung und dem Lot der Materialoberfläche aufgespannten Einfallsebene (s-Polarisation, \perp), dann wächst R vom lotrechten Einfall bei $\vartheta = 0^\circ$ ausgehend auf 100% bei $\vartheta = 90^\circ$ an. Ist die Polarisationssebene parallel zur Einfallsebene orientiert (p-Polarisation, \parallel), so durchläuft der Reflexionsgrad ein Minimum beim sogenannten Brewsterwinkel, für den die Ausbreitungsrichtungen der an der Oberfläche reflektierten und der im Medium gebrochenen Lichtstrahlen gerade senkrecht aufeinander ste-

hen. Wegen dieses Absorptionsmaximums für p-polarisiertes Licht unterscheidet sich die Energieeinkopplung im Bereich des Brewsterwinkels je nach Polarisation oft erheblich.

Bild 2.1: Berechneter Reflexionsgrad von reinem Eisen (durchgezogen) und Si_3N_4 (gestrichelt) bei $1.06\text{ }\mu\text{m}$ Wellenlänge. Für senkrechte (\perp) und parallele (\parallel) Polarisation ergeben sich unterschiedliche Abhängigkeiten vom Einfallswinkel ϑ . Eine Vergleichskurve für Eisen bei paralleler Polarisation und $\lambda = 248\text{ nm}$ zeigt, dass je nach Material eine starke Wellenlängenabhängigkeit im optischen Spektrum und den angrenzenden Spektralbereichen vorliegt. Daten aus [60–62].



Dielektrische Materialien zeichnen sich durch eine große Bandlücke und ein praktisch unbesetztes Leitungsband aus, so dass Licht nur absorbiert werden kann, wenn seine Photonenenergie die Bandlücke überschreitet. Dies ist meist erst im ultravioletten Strahlungsbereich der Fall. Keramiken sind Dielektrika und als Reinstoff daher oft transparent. Im Brewster-Minimum für p-polarisiertes Licht verschwindet der Reflexionsgrad dann völlig, wie Bild 2.1 für reines Siliziumnitrid zeigt. Die gesamte Strahlung kann in das Medium eindringen, wegen der geringen Absorption findet aber kaum Energiedeposition im Material statt. Technische Keramik kann mit gepulster Laserstrahlung häufig dennoch gut bearbeitet werden. Die Glasphase zwischen den Körnern des Grundwerkstoffs ist in der Regel mit einer Vielzahl von Stoffen „verunreinigt“, die zu ausreichend hoher Absorption im Werkstoff führen. Wenn das Material bei der Aufheizung zerfällt, bilden manche Keramiken nach einigen Pulsen eine metallartige Oberflächenschicht aus. Anschließend erfolgt die Energieeinkopplung fast analog zu Metallen, so dass sich sehr gute Bearbeitungseigenschaften ergeben [39,63,64]. In aller Regel liegen die Ablationsschwellen von keramischen Materialien jedoch höher als die von Metallen, d. h. es muss eine höhere Energiedichte aufgebracht werden um das Material abzutragen.

2.1.2 Laserabtragen als thermischer Prozess

Im Werkstück sorgt die absorbierte Strahlungsenergie für eine Erwärmung. Die Leistungsüberhöhung im gepulsten Betrieb der Strahlquellen erlaubt die schnelle Aufheizung bis zum Aufschmelzen und schließlich dem Verdampfen des Materials. Je nach Leistungsdichte des Laserstrahls, Einwirkdauer und beaufschlagter Geometrie beginnt

ein hochdynamischer Vorgang, bei dem eine Vielzahl physikalischer Prozesse in schneller Folge ablaufen und ineinander greifen, Bild 2.2.

Beim Verdampfen verlassen energiereiche Atome an der Oberfläche des Werkstücks die kondensierten festen oder schmelzflüssigen Phasen und gehen in den dampfförmigen Zustand über. Das von ihnen eingenommene Volumen nimmt dabei in kurzer Zeit stark zu, so dass sich die Dampf Wolke schnell ausbreitet. Besonders bei den intensiveren kürzeren Laserpulsen, für welche die Oberflächentemperatur kurzzeitig Werte von mehreren tausend Kelvin und damit deutlich über der Verdampfungstemperatur im Gleichgewicht erreichen kann, sind die Verdampfungsraten sehr hoch. Bei der Verdrängung des Umgebungsgases durch die Dampfausbreitung entstehen starke Schockwellen mit Expansionsgeschwindigkeiten von bis zu einigen 10 km/s [55, 66–68]. Durch die schnelle Ausdehnung kühlt der Dampf ab, bis seine Teilchen schließlich rekondensieren.

Der Rückstoß der verdampfenden Atome auf den zurückbleibenden Schmelzfilm kann Druckwerte bis zu einigen Kilobar erreichen, welche die Schmelze zum Rand des Ablationskraters hin beschleunigen. Diese Schmelzbewegung befördert so zusätzlich Material aus der Abtragszone, an deren Rändern die Schmelze unter Bildung eines Grates schließlich erstarrt. Für stark beschleunigte Schmelzfilme kann sich ein Teil der schmelzflüssigen Phase auch in Form von Tröpfchen ablösen und so aus der Ablationszone hinausgeschleudert werden. Der Abtrag ist also in aller Regel eine Kombination aus Verdampfungs- und Schmelzabtrag [69]. Die jeweiligen Anteile am Gesamtabtrag sind abhängig von den Eigenschaften der Laserstrahlung. Der Schmelzabtrag ist

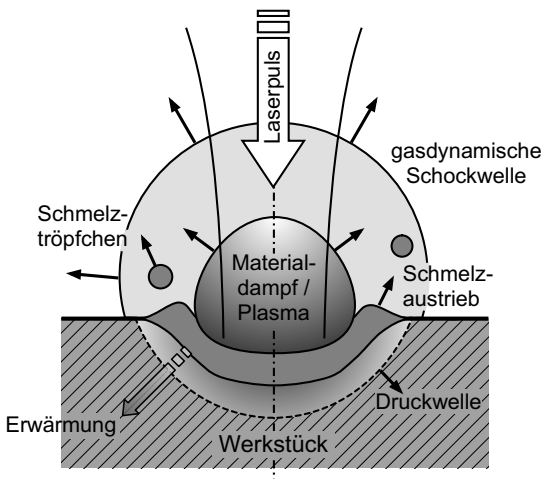


Bild 2.2: Der Laserabtragsprozess in schematischer Darstellung: durch die Absorption der Laserstrahlung wird Material erhitzt, aufgeschmolzen und zum Teil verdampft. Die Dampfausbreitung verursacht Stoßwellen in der Umgebungsatmosphäre und im Werkstück. Der Rückstoß der Verdampfung treibt zudem die Schmelze aus der Bohrung aus, an deren Rand sie sich als Grat ablagern oder sich in Form von Tröpfchen ablösen kann (nach [57, 65]).

energetisch erheblich günstiger als die wesentlich höhere Temperaturen erfordernde Verdampfung und umfasst daher insbesondere bei längeren Pulsen wegen des höheren Schmelzaufkommens den Großteil der Gesamtabtrags. Bei kürzeren Laserpulsen erfolgt der Schmelzaustrieb gegenüber der Strahlungsbeaufschlagung zeitlich verzögert und teilweise über einen die Pulsdauer erheblich überschreitenden Zeitraum [57, 70–73].

Über die Schmelze wird der Ablationsdruck auch auf den darunter liegenden Festkörper übertragen und löst dort Schallwellen aus, die ins Medium hinein propagieren [74–76]. Die dabei auftretenden Spannungen können hoch genug sein, um eine permanente mechanische Schädigung des Materials zu verursachen. Duktile Materialien weichen den Verspannungen durch plastische Deformation aus, in spröden Werkstoffen sind Brüche und Abplatzungen möglich [77].

2.1.3 Wirkung ultrakurzer Laserpulse

Die Lichteinkopplung in das Werkstück erfolgt zunächst durch eine lokale Anregung des elektronischen Systems im Festkörper durch die Photonen des Laserstrahls. Stoßvorgänge der Elektronen untereinander führen zu einer schnellen Thermalisierung auf einer Zeitskala von rund 100 fs [78, 79]. Die schweren Atomrümpfe des Gitters können optische Strahlung nicht direkt absorbieren. Sie werden erst durch Stöße mit den Elektronen angeregt; das Gitter erwärmt sich nach und nach und aus einem nichtthermischen wird ein thermischer Prozess. Die Zeitkonstante für diesen Übergang, die sogenannte Elektron–Phonon-Relaxationszeit τ_{ep} , ist meist erheblich länger als die Thermalisierungszeit, da wegen der unterschiedlichen Massen der beteiligten Stoßpartner pro Stoß nur ein geringer Energiebetrag übertragen werden kann. Bei Metallen liegt τ_{ep} im Bereich von mehreren 100 fs bis zu einigen Pikosekunden¹. Für Laserpulsdauern, die τ_{ep} erheblich überschreiten, ist die zeitliche Verzögerung zwischen Energieeinkopplung und der Gittererwärmung praktisch bedeutungslos. Liegt die Pulsdauer aber in vergleichbarer Größenordnung wie die Relaxationszeit oder sogar noch darunter, dann muss der verzögerte Energietransport berücksichtigt werden. Im Modell wird dies häufig dadurch erfasst, dass den Elektronen und dem Gitter zwei unterschiedliche Temperaturen zugeordnet werden, die durch die Elektron–Phononen-Kopplung verknüpft sind [57, 82–86]. Diesem Zwei-Temperatur-Modell zufolge sind erst nach Verstreichen eines Mehrfachen der Relaxationszeit τ_{ep} die beiden Temperaturen für das Elektronen- und Phononensystem soweit im Gleichgewicht, dass der Vorgang mit einer einheitlichen Temperatur beschrieben werden kann, was schematisch in Bild 2.3 dargestellt ist.

¹Die genauen Zahlenwerte differieren in der Literatur teilweise erheblich, in [57, 80, 81] werden Werte für τ_{ep} von 0.5 ps für Eisen, 5 ps für Aluminium und rund 50 ps für Kupfer genannt.

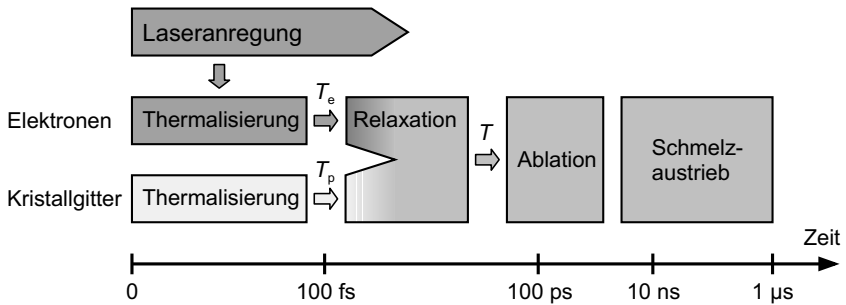


Bild 2.3: Zeitlicher Ablauf der Vorgänge beim Abtragen von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen in schematischer Darstellung [57]. Zu Beginn wird die Laserenergie von den Elektronen im Leitungsband absorbiert. Häufige Stöße untereinander bewirken lokal eine Thermalisierung innerhalb des Elektronensystems noch während der Pulsdauer. Die Relaxation zwischen Elektronen und Kristallgitter dauert länger und kommt erst nach dem Pulsende zum Abschluss. Die eigentlichen Abtragsprozesse – Ablation und Schmelzaustrieb – finden dagegen erst deutlich verzögert statt. Die Prozesszeiten sind nur als Anhaltspunkte zu sehen, sie werden vor allem bei längeren Zeiten stark durch die Prozessparameter beeinflusst.

Die Prozesse des Aufschmelzens und Verdampfens bedingen eine vorherige Erwärmung des Gitters. Wie Bild 2.3 ebenfalls zeigt, setzen sie daher erst in einem mit τ_{ep} vergleichbaren Zeitbereich nach Laserpulsbeginn ein [87, 88]. Somit erlaubt für $\tau_H \gg \tau_{ep}$ die Verkürzung der Laserpulsdauer über einen weiten Bereich eine verbesserte Abtragsqualität, da die zunehmend höheren Intensitäten für eine Verschiebung innerhalb der Abtragsmechanismen zugunsten der Verdampfung führt. Viele Aspekte der Ablation wie der Abtrag pro Puls oder die maximale Dicke der ausgebildeten Schmelzschicht skalieren in diesem Bereich im Wesentlichen mit der Pulsdauer. Vergleichbares Verhalten zeigen charakteristische Zeiten für Teilprozesse der Ablation wie die Dauer der Verdampfung oder die Zeitpunkte des Erreichens der größten Schmelzschichtdicke bzw. des Wiedererstarrens der Schmelze. Die retardierte Elektronen-Phononen-Kopplung setzt dieser Tendenz nach unten hin eine Grenze. Bei Pulsdauern im Bereich der Relaxationszeit τ_{ep} tritt im Ablationsverhalten in vielerlei Hinsicht eine Sättigung auf, die eine weitere Präzisionserhöhung durch immer kürzere Pulse unterbindet. Weder lässt sich die Bildung einer Schmelzschicht durch immer kürzere Einwirkzeiten vollständig vermeiden, noch lässt sich umgehen, dass der Materialabtrag immer auf Zeitskalen von wenigstens mehreren 100 ps bis zu einigen Nanosekunden für die Verdampfung und sogar bis zu mehreren zehn Nanosekunden für die Schmelzbewegung vonstatten geht [57, 89].

Ultrakurze Laserpulse mit weniger als ca. 10 ps Dauer stellen für die abtragende Metallbearbeitung somit ein Optimum dar. Ihre Einwirkdauer entspricht etwa der typischen Zeit, in welcher der Transfer der im elektronischen System absorbierten Laserenergie auf die Atomrümpfe und Ionen des Gitters vollzogen wird. Der eigentliche thermische Abtragsprozess findet erst nach dem Ende des Pulses statt. Dadurch können Abtragsdauer und damit auch die Wärmeeinbringung und thermische Schädigung des Werkstücks minimiert werden. Ultrakurze Laserpulse erlauben darüber hinaus auch die Bearbeitung von transparenten Werkstücken, auch wenn die unter 2.1.1 geschilderten Mechanismen nicht zutreffen, weil einerseits die elektronische Bandlücke größer als die Energie eines einzelnen Laserphotons ist, andererseits aber auch zu wenige oder keine Verunreinigungen vorhanden sind, die eine hinreichend große Absorption für eine Aufheizung ermöglichen. Bei genügend hohen Leistungsdichten im fokussierten Laserstrahl – also bei extrem hohen Photonenflussdichten – können durch nichtlineare Prozesse mehrere Photonen zeitgleich absorbiert werden und eine Überwindung der Bandlücke erlauben. Damit wird ein Energieeintrag auch in diese Materialien möglich [43, 90–92]. Bei Pulsenenergien von einigen wenigen Mikrojoule wie sie üblicherweise für Strukturierungsanwendungen mit ultrakurzen Laserpulsen eingesetzt werden, kommt diese nichtlineare Absorption vornehmlich für Pulsdauern unterhalb von 1 ps zum Tragen.

2.2 Laserinduzierte Plasmen

Der Begriff des Plasmas wird in der Physik auf makroskopische Vielteilchensysteme angewendet, die zwar insgesamt elektrisch neutral sind, mikroskopisch aber so viele elektrische Ladungsträger enthalten, dass die elektromagnetischen Wechselwirkungen der Ladungen untereinander oder mit äußeren Kraftfeldern die Systemeigenschaften nachhaltig bestimmen. Im engeren Sinne sind dies zumeist ganz oder teilweise ionisierte Gase [93]. In Laserprozessen entstehen Plasmen in der Wechselwirkungszone von Laser, Werkstück und Atmosphäre, wenn bei hohen Strahlungsintensitäten Teile der Gasphase ionisiert werden. Je nach Prozess findet eine Ionisierung nur im Materialdampf, in der Umgebungsatmosphäre oder in beiden zugleich statt. Die von diesen laserinduzierten Plasmen hervorgerufenen komplexen Strahlung–Plasma–Wechselwirkungen und gasdynamischen Vorgänge beeinflussen die Lasermaterialbearbeitung in vielen Bereichen, insbesondere in so zentralen Themenfeldern wie der Energieeinkopplung und der Bearbeitungsqualität.

2.2.1 Absorptionsmechanismen

Plasmen können in vielfältiger Weise auf die Ausbreitung von Strahlung Einfluss nehmen, sei es durch Reflektion, Absorption oder durch Brechung [55, 58, 94–96]. Die jeweilige Wirkung wird im Wesentlichen von der Temperatur und der Dichte der freien Elektronen im Plasma bestimmt. Für laserinduzierte Plasmen hängen diese beiden Größen wiederum stark von den Eigenschaften der Bestrahlung ab: Einwirk- bzw. Pulsdauer, Wellenlänge, Leistungsdichte, räumliche Leistungsverteilung und Fokussierung. Am Ausgangspunkt aller dieser Mechanismen steht die Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit Elektronen in der Gasphase, die zu einem Energieübertrag vom Strahlungsfeld zum Plasma führt. Dieser Energietransfer ist auf der einen Seite der dominante Vorgang bei der Plasmaentstehung und -heizung, andererseits aber auch eine wichtige Ursache für die Extinktion des Laserstrahls in Materialbearbeitungsprozessen. Den Mechanismen der Energieabsorption in Plasmen kommt daher eine besondere Bedeutung zu. Die einzelnen Absorptionsvorgänge werden im Folgenden für wachsende Plasmatemperatur bzw. Elektronendichte diskutiert, da diesen Parametern eine Schlüsselstellung bei der Beschreibung von Plasmen und ihren Eigenschaften zukommt [60].

2.2.1.1 Absorption an gebundenen Elektronen

Linienabsorption im Materialdampf tritt auf, wenn die Photonenenergie der Laserstrahlung gerade in Resonanz zu einem elektronischen oder Vibrationsübergang mit gebundenen Anfangs- und Endzuständen innerhalb der Dampfatome, -moleküle oder -ionen steht [97]. Dieser Absorptionsmechanismus ist auch in kaltem Dampf möglich, er ist aber stark von der Lage der Energieniveaus der einzelnen Teilchenspezies im Dampf abhängig. Die zugehörigen Absorptionsbanden sind im Allgemeinen recht schmal und stimmen daher selten mit den in der Lasermaterialbearbeitung üblichen Wellenlängen überein, weshalb die Linienabsorption meist nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Für die Absorption von Lichtquanten mit beliebigen Wellenlängen muss der Endzustand des Überganges energetisch frei sein, d. h. es findet ein Ionisationsprozess statt. Für Laserstrahlung im sichtbaren und infraroten Spektralbereich ist in aller Regel die Energie mehrerer Lichtquanten nötig um die Ionisierungsenergie aufzubringen. Multi-Photonen-Ionisation (MPI) wird möglich, wenn innerhalb der sehr kurzen Lebensdauer von virtuellen Energieniveaus eines Dampfteilchens so viele Photonen an diesem Teilchen für eine Wechselwirkung zur Verfügung stehen, dass deren kombinierte Energie für die Ionisation ausreicht. Dies ist nur bei sehr hohen Photonenflussdichten der Fall, insbesondere also bei den hohen Leistungsdichten im Brennfleck fokussierter Piko- und Femtose-

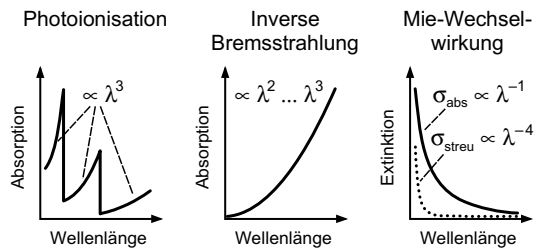
kundenlaserpulse. Die Wahrscheinlichkeit für Multi-Photonen-Absorption (MPA) fällt mit der Zahl der benötigten Lichtquanten stark ab. Wenn allerdings ein einzelnes Photon in der Lage ist ein reales Energieniveau des Dampfteilchens resonant anzuregen, nimmt die Effizienz der MPA deutlich zu – man spricht von resonanter Multi-Photonen-Ionisation [96]. Für sehr hohe Laserintensitäten ist auch eine direkte Feldionisation im Lichtfeld möglich. Die in Ref. [96] dafür veranschlagten Leistungsdichten werden aber allenfalls mit sehr intensiven ultrakurzen Laserpulsen erreicht.

Zu höheren Temperaturen werden angeregte elektronische Zustände der Teilchen im Plasma gemäß der Boltzmann-Verteilung immer stärker besetzt, bis die Energie einzelner Photonen ausreicht, um Elektronen aus solchen Niveaus freizusetzen und die Teilchen zu ionisieren. Der Absorptionskoeffizient der Photoionisation zeigt eine charakteristische sägezahn-ähnliche Abhängigkeit von der Wellenlänge. Für jeden elektronischen Ausgangszustand nimmt die Absorption proportional zu λ^3 zu. Wenn allerdings mit abnehmender Wellenlänge die Energie der Lichtquanten ausreicht, um Elektronen aus dem nächsten, dichter besetzten Energieniveau frei zu setzen, nimmt die Zahl der Anregungsmöglichkeiten schlagartig zu, was sich in einem sprunghaften Anstieg des Absorptionskoeffizienten äußert [97], siehe Bild 2.4 links.

2.2.1.2 Absorption an freien Elektronen

Wenn bei hohen Temperaturen freie Elektronen in größerer Zahl im Plasma vorhanden sind, wird inverse Bremsstrahlung zum dominierenden Absorptionsmechanismus. Der Energieübertrag erfolgt durch die Beschleunigung dieser Elektronen im elektrischen Strahlungsfeld bzw. im Teilchenbild durch einen Dreierstoß zwischen Photon, Elektron und einem Atom, Molekül oder Ion, wobei das Photon praktisch seine gesamte Energie an das Elektron abgibt und die Impulsbilanz über das am Stoß beteiligte Schwerteilchen gewährleistet wird. Der Absorptionskoeffizient der inversen Bremsstrahlung kann in einer halb-klassischen Darstellung aus der Bewegung des freien Elektrons im Coulomb-

Bild 2.4: Wellenlängenabhängigkeit von wichtigen Extinktionsmechanismen in laserinduzierten Plasmen: Absorption an gebundenen Elektronen durch Photoionisation aus angeregten elektronischen Zuständen (links) und an freien Elektronen durch inverse Bremsstrahlung (Mitte), Wechselwirkung mit Partikeln (rechts).



Feld eines Ions bestimmt werden und zeichnet sich dann ähnlich dem der Photoionisation durch eine λ^3 -Wellenlängenabhängigkeit aus [97, 98]. Bei Berücksichtigung der Re-Emission von Strahlung durch induzierte Emission gilt diese Abhängigkeit nur noch für den Grenzfall „kühler“ Plasmen mit einer Photonenenergie $h\nu$ deutlich oberhalb der mittleren thermischen Anregungsenergie $k_B T$. Für sehr heiße Plasmen mit $h\nu \ll k_B T$ gilt dagegen nur eine λ^2 -Proportionalität [97, 99] (Bild 2.4, Mitte).

Die inverse Bremsstrahlung kann auch auf der Basis des klassischen Lorentz-Oszillatormodells [94] beschrieben werden. Stöße zwischen Elektronen und Schwereteilchen sind für die Dämpfung der Elektronenschwingung im Lichtfeld verantwortlich und verursachen den Energieübertrag bei der Absorption [100]. Dabei dominieren Elektron–Atom-Stoßvorgänge in Niedertemperaturplasmen während bei höheren Temperaturen Stöße mit Ionen vorherrschen [101]. Aus diesem Modell wird eine wichtige Größe zur Beschreibung der Wechselwirkung von Plasmen mit elektromagnetischen Feldern abgeleitet, die sogenannte Plasmafrequenz ω_p :

$$\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} . \quad (2.1)$$

Solange die Kreisfrequenz der Lichtwelle deutlich größer ist als die Plasmafrequenz, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \gg \omega_p$, ist das Plasma weitgehend transparent. In der Regel ist dies für Materialbearbeitungsprozesse mit Lasern erfüllt. Die Absorption im Plasma nimmt nach dem Lorentzschens Oszillatormodell dann ebenfalls mit dem Quadrat der Laserwellenlänge zu. In dichten, hochionisierten Plasmen ist eine Lichtausbreitung im Plasma nicht mehr möglich. Man spricht von der kritischen Elektronenkonzentration N_c (engl.: *cutoff density*), wenn für $\omega_p = \omega$ die Plasmafrequenz die Kreisfrequenz des Lichts erreicht.

2.2.1.3 Mie-Wechselwirkung mit Partikeln

Die Ablationswolken beim Laserabtragen stellen meist keine reinen Gas- bzw. Gas-/Plasmazustände dar, sondern enthalten häufig auch Cluster, kleine Tröpfchen oder Partikel aus dem ablatierten Material. Diese Teilchen können ebenfalls zu einer Abschwächung für einfallende Lichtstrahlung führen. Sie kann durch Streuung an den Partikeln einerseits abgelenkt aber auch unmittelbar von ihnen absorbiert werden. Eine gemeinsame Beschreibung beider Prozesse für kugelförmige Partikel leistet die Mie-Streuungstheorie [102, 103]. Den bekanntesten Sonderfall stellt die Rayleigh-Streuung mit Teilchengrößen deutlich kleiner der Lichtwellenlänge dar. In diesem Fall skalieren die Wirkungsquerschnitte für die Lichtabsorption proportional $1/\lambda$ und für die Streuung proportional $1/\lambda^4$ (Bild 2.4, rechts). Die Mie-Theorie wurde schon zur Untersuchung

der unterschiedlichsten Lasermaterialbearbeitungsprozesse eingesetzt [60, 104], wobei im Bereich der gepulsten Laserabtragsverfahren ein Schwerpunkt der Beschreibung des Einflusses von Clustern und Partikeln auf die Plasmaheizung lag. Insbesondere bei kurzwelliger Excimerlaser- und frequenzvervielfachter Festkörperlaserstrahlung ist die Mie-Absorption für einen signifikanten Anteil der Strahlungsabsorption im laserinduzierten Plasma verantwortlich [68, 105–108].

2.2.2 Dynamik laserinduzierter Plasmen

2.2.2.1 Absorption als zeitabhängiger Prozess

Keiner der im vorigen Abschnitt beschriebenen Absorptionsprozesse tritt in Laserbearbeitungsprozessen eigenständig auf, in der Regel muss immer ein komplexes Ineinandergreifen mehrerer Mechanismen betrachtet werden [67, 109–112]. Besonders bei gepulster Laserstrahlung ist die Gewichtung zudem stark zeitabhängig. Häufig dienen Absorptionsvorgänge an gebunden Elektronen oder auch Mie-Absorption im Materialdampf als Startmechanismen, die eine erste Aufheizung des Dampfs bewirken bis erste Elektronen frei gesetzt werden. In diesem schwach ionisierten Plasma wird die inverse Bremsstrahlung ein zunehmend effizienterer Absorptionsprozess [55, 108, 113]. Ist die Beschleunigung der freien Elektronen im Lichtfeld ausreichend, so erzeugen sie bei Kollision mit Gasteilchen durch Stoßionisation weitere Elektronen, die ihrerseits zu vermehrter Absorption über inverse Bremsstrahlung beitragen [101]. Bei hohen Leistungsdichten werden dadurch in einer Art Lawineneffekt immer mehr Elektronen erzeugt (engl.: *avalanche ionization*). Es kommt zu einem dielektrischen Durchbruch im Plasma, welches die Laserstrahlung durch Reflexion und Absorption immer stärker abschirmt. Bei Überschreiten der kritischen Elektronendichte N_c wird schließlich ein Reflexionsgrad von eins erreicht [114, 115].

2.2.2.2 Laserinduzierte Stoßwellen

Beim Laserabtragen lässt die Beaufschlagung des Werkstücks mit intensiver Laserstrahlung das Material schnell verdampfen, wodurch sein Volumen in kürzester Zeit stark zunimmt. Die abrupte Verdrängung der Umgebungsatmosphäre durch den Dampf führt zur Entstehung einer heftigen Stoßwelle im Atmosphärgas, die sich schnell ausbreitet [116–120]. Die Stärke der Schockwelle ist durch den Masseffluss bei der Verdampfung bestimmt und kann über die Rankine-Hugoniot-Beziehung bestimmt werden. Wenn bei sehr heftiger Verdampfung der Dampf die Knudsen-Schicht² mit Schallgeschwindig-

keit verlässt, tritt zusätzlich ein Verdünnungsfächer zwischen Stoßwelle und Knudsen-Schicht auf [121].

Solche laserinduzierte Stoß- oder auch Absorptionswellen (LSA-Wellen, engl.: *laser-supported absorption*), sind über viele Jahre Gegenstand intensiver Studien gewesen. Weit verbreitet war die aus heutiger Sicht „traditionelle“ Einteilung der LSA-Wellen in zwei Regime, die in Bild 2.5 skizzierten laserinduzierten Verbrennungswellen (LSC, engl.: *laser-supported combustion*) und laserinduzierten Explosionswellen (LSD, engl.: *laser-supported detonation*) [74, 122–125]. Entgegen der Namensgebung basieren diese Wellen nicht auf chemischen Reaktionen sondern sind nur in Analogie zum Ausbreitungsverhalten ihrer chemischen Pendanten bezeichnet. Unterscheidungsmerkmal ist der Ort der Energieeinkopplung in die Welle. Bei LSC-Wellen wird die Laserenergie in der Nähe der Targetoberfläche deponiert, bei LSD-Wellen wird der Großteil der Strahlung schon in einem schmalen Bereich direkt hinter der Stoßfront absorbiert und das Werkstück dadurch von weiterer Energiezufuhr abgeschirmt.

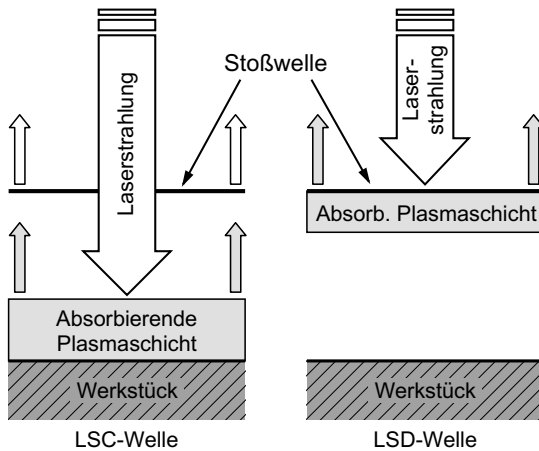
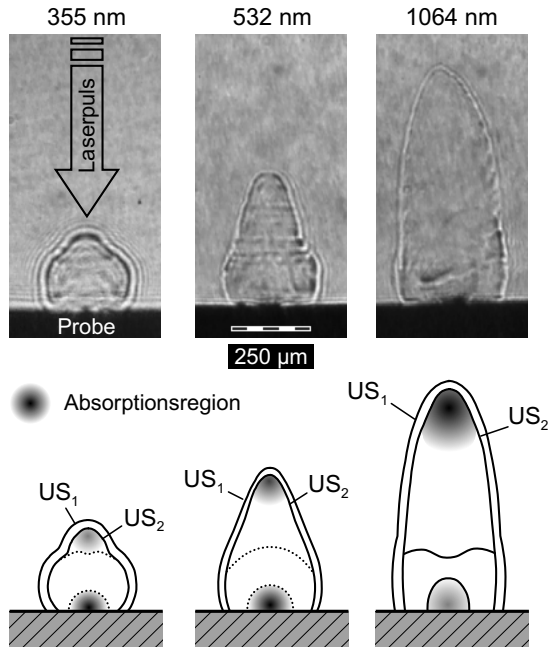


Bild 2.5: Darstellung der charakteristischen Eigenschaften vereinfachter Modelle von laserinduzierten Absorptionswellen. Die Verbrennungswelle (LSC-Welle, links) ist materialdampf-gezündet, ihr läuft eine Schockwelle voraus. Die Explosionswelle (LSD-Welle, rechts) wird durch die direkte Energieeinkopplung in die heiße Plasmazone unmittelbar hinter der Stoßfront angetrieben. Zwischen Schockwelle und Probe bildet sich ein Verdünnungsfächer [65, 124].

Vor allem in jüngerer Zeit haben Untersuchungen allerdings ergeben, dass für gepulste Abtragsprozesse häufig Mischformen dieser Absorptionswellentypen auftreten [55, 67, 127, 128]. Abhängig von den jeweiligen speziellen Prozessparametern sind daher wesentlich detailliertere Beschreibungsmodelle nötig. Ein Parameter, der den Charakter einer Stoßwelle maßgeblich mitbestimmt, ist die Laserwellenlänge. Das Beispiel aus Bild 2.6 für Ablationswolken bei gepulster Nanosekunden-Laserstrahlung mit un-

²Als Knudsen-Schicht wird die dünne Zone über der verdampfenden Oberfläche bezeichnet, in der sich eine Maxwellsche Gleichgewichtsverteilung für die Geschwindigkeit der Dampfteilchen einstellt.

Bild 2.6: Schattenfotografien von laserinduzierten Stoßwellen in Luftatmosphäre bei der Ablation von keramischem Si_3N_4 mit 12-ns-Laserpulsen unterschiedlicher Prozesswellenlänge [68]. US_1 und US_2 bezeichnen Unstetigkeiten in den Schattenaufnahmen, die mit der Stoßfront (US_1) bzw. der Ionisationsfront (US_2) identifiziert werden konnten [108, 126] ($\lambda = 355 \text{ nm}$: $Q = 1.1 \text{ mJ}$, $d_f = 11 \mu\text{m}$, $H = 1160 \text{ J/cm}^2$; 532 nm : 2.0 mJ , $15 \mu\text{m}$, 1130 J/cm^2 ; 1064 nm : 5.0 mJ , $23 \mu\text{m}$, 1200 J/cm^2 . Fokusslage 0, Aufnahmen jeweils ca. 20 ns nach Pulsbeginn, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).



terschiedlichen Wellenlängen zeigt eine langgestreckte LSD-artige Stoßwelle für infrarote Strahlung mit einer ausgeprägten Absorptionsregion am Stoßfrontscheitel. Für kürzere Wellenlängen verändert sich das Ausbreitungsverhalten der Ablationswolken zu Gunsten eher sphärisch geprägter Stoßwellenformen. Die veränderte Morphologie der Abtragswolken korreliert mit einer Verlagerung der Hauptabsorptionszone, welche durch Elektronendichteverteilungen innerhalb der Ablationswolke nachgewiesen wurden, Bild 2.7. Für kurze Wellenlängen liegt die Absorption in Targetnähe und verschiebt sich für längere Wellenlängen zur Stoßwellenspitze hin. Neben der Prozesswellenlänge ist auch die Leistungsdichte der Laserstrahlung von entscheidender Bedeutung für die Art der Ausprägung einer LSA-Welle. Bild 2.8 zeigt wie sich allein durch eine Intensitätserhöhung um rund Faktor drei ganz unterschiedliche Mischformen für Stoßwellen ergeben.

Experimentelle Studien haben viel zum Verständnis von laserinduzierten Stoßwellen beigetragen, doch gerade wegen der hohen Dynamik der untersuchten Objekte sind viele Eigenschaften im Experiment nicht oder nur schwer zugänglich. Numerische Simulationen können neben der Form und dem Ausbreitungsverhalten eine Fülle weiterer

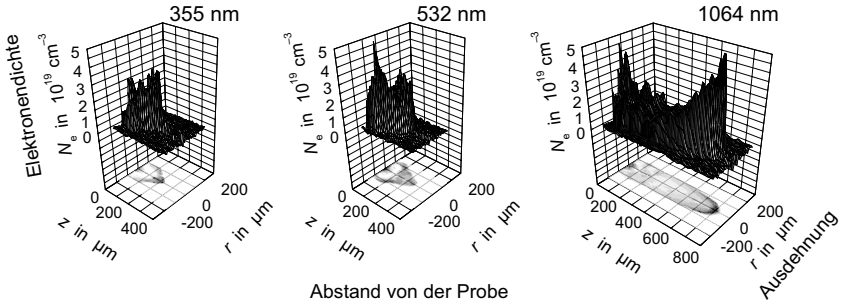


Bild 2.7: Wellenlängenabhängigkeit für die aus interferometrisch gewonnenen Brechungsindizes berechneten Elektronendichteverteilungen von Plasmawolken in Luftatmosphäre bei der Ablation von keramischem Si_3N_4 mit 12-ns-Laserpulsen unterschiedlicher Prozesswellenlänge [129] ($\lambda = 355$ nm: $Q = 1.1$ mJ, $d_f = 11$ μm , $H = 1160$ J/cm^2 ; 532 nm: 2.0 mJ, 15 μm , 1130 J/cm^2 ; 1064 nm: 5.0 mJ, 23 μm , 1200 J/cm^2 . Fokusslage 0, Aufnahmen ca. 15 ns nach Pulsbeginn, d. h. kurz nach dem Pulsmaximum, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns, Interferometerwellenlänge $\lambda_D = 633$ nm).

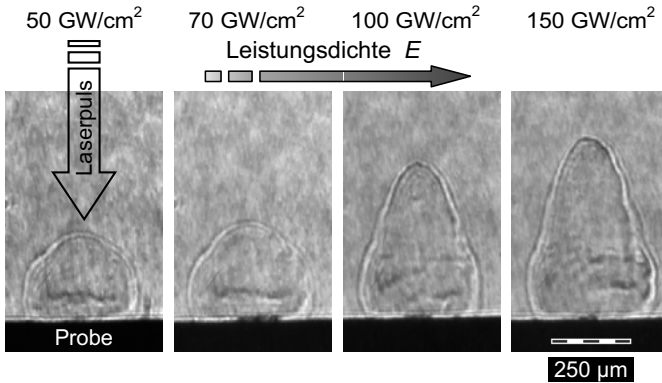


Bild 2.8: Leistungsichteabhängigkeit der Stoßwellenmorphologie bei der Ablation von keramischem Si_3N_4 in Luftatmosphäre für 532 nm Prozesswellenlänge und 12-ns-Laserpulse [68] (Laserparameter: $d_f = 15$ μm , Fokusslage 0 sowie von links: $Q = 1.0$ mJ, $H = 565$ J/cm^2 – 1.5 mJ, 850 J/cm^2 – 2.0 mJ, 1130 J/cm^2 – 3.1 mJ, 1750 J/cm^2 . Schattenaufnahmen jeweils ca. 20 ns nach Pulsbeginn, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns).

Parameter der laserinduzierten Plasmen und Schockwellen beschreiben [76, 106, 117, 121, 128, 130, 131]. Auf der anderen Seite können auch klassische gasdynamische Theorien und analytische Modelle nützliche Einblicke in das Verhalten der Schockwellen geben [95, 126, 132–141]. Die Beschreibung der Expansion gasdynamischer Stoßwellen kann insbesondere zur Abschätzung der im laserinduzierten Plasma gespeicherten Energie herangezogen werden und wird daher in Abschnitt 2.2.3 noch genauer beschrieben.

Die Stoßwellenenergie kann einen Großteil der gesamten Pulsenergie betragen. Für die in Bild 2.6 dargestellten Abtragswolken wurden über analytische Modelle die Energieanteile getrennt für die hemisphärische Ausbreitung und die LSD-Welle bestimmt [68]. In Übereinstimmung mit der morphologischen Analyse der Stoßwellen wächst der Anteil der LSD-Komponente von etwa 7% bei 355 nm über rund ein Viertel (532 nm) bis auf fast 90% der Stoßwellenenergie für 1064 nm an. Bezogen auf die eingesetzte Laserpulsenergie beträgt die gesamte Energie der Stoßwellen zwischen rund 60% bei UV-Bearbeitung und über 90% bei der IR-Wellenlänge.

2.2.2.3 Dielektrischer Durchbruch des Atmosphärgases

Ein Sonderfall eines Laserplasmas ist der optisch induzierte, dielektrische Durchbruch im Atmosphärgas. Dieser tritt auf, wenn die elektrische Feldstärke des Lichtfelds ausreicht, um im gasförmigen Medium vorhandene freie Elektronen so stark zu beschleunigen, dass sie Gasteilchen durch Stoß ionisieren können. Die neu erzeugten Elektronen werden ihrerseits im Lichtfeld beschleunigt und es kommt zu einem Lawineneffekt bei der Erzeugung freier Ladungsträger. Im Allgemeinen bedarf es einer Anzahl energiereicher Startelektronen, sogenannter *lucky electrons*, in der Verteilung der freien Elektronen, um den Prozess einzuleiten. Im Gegensatz zum optischen Durchbruch in kondensierter dielektrischer Materie, dessen Startelektronen durch kosmische Höhenstrahlung frei gesetzt werden können, ist deren Anzahldichte in Gasen normalerweise bei weitem zu niedrig. Die ersten Startelektronen müssen daher über Verunreinigungen mit geringerem Ionisationspotenzial erzeugt werden, beispielsweise durch kleinste Partikel im Strahlungsfeld oder in der Nähe von absorbierenden Targets [143]. Mit ultrakurzen Laserpulsen – speziell mit Pulsen im Femtosekunden-Regime – werden dagegen leicht so hohe Leistungsdichten im Laserfokus erzielt, dass sie für Multi-Photonen-Absorption ausreichen. Über diesen Prozess können nun Startelektronen für den Lawineneffekt auch in reinen Gasen verlässlicher und in sehr viel größerer Zahl erzeugt werden [144]. Ein dielektrischer Durchbruch wird daher bei ultrakurzen Pulsen gegenüber längeren Pulsen einerseits effizienter initiiert und andererseits in weit geringerem Maße statistischen Variationen durch Startelektronen unterworfen sein [145].

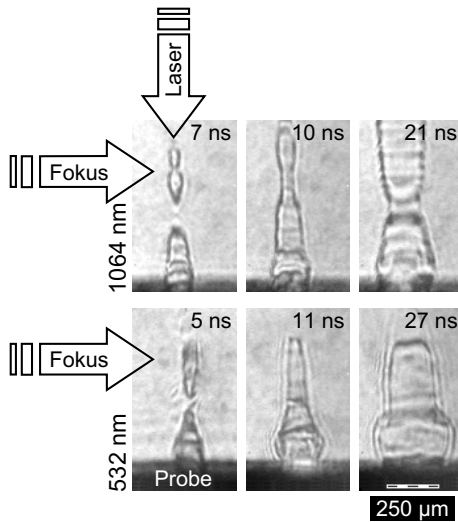


Bild 2.9: Schattenfotografien von laserinduzierten Stoßwellen und optischen Durchbrüchen in Luftatmosphäre. Ablation von keramischem Si_3N_4 mit 12-ns-Laserpulsen bei 1064 nm und 532 nm Prozesswellenlänge und einer Fokuslage von +0.5 mm über der Probenoberfläche [142]. ($\lambda = 1064 \text{ nm}$: $Q = 7.5 \text{ mJ}$, $d_f = 23 \mu\text{m}$, $H = 1800 \text{ J/cm}^2$; 532 nm : 3.8 mJ , $15 \mu\text{m}$, 2150 J/cm^2 . Zweiter Laserpuls bei $f_p = 1 \text{ kHz}$ Repetitionsrate, der Zeitpunkt nach Pulsbeginn ist oben rechts angegeben, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).

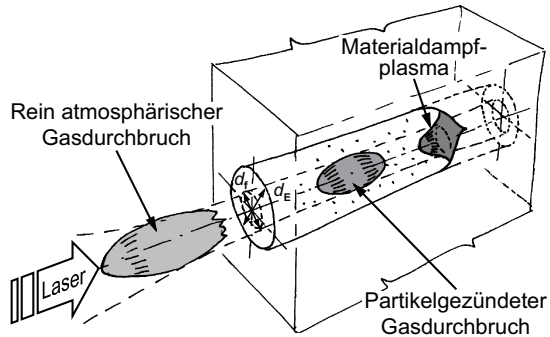
Wie andere laserinduzierte Plasmen führt ein dielektrischer Durchbruch in Luft zu einer gasdynamischen Stoßwelle, wie die Schattenfotografien in Bild 2.9 für defokussierte 12-ns-Laserpulse mit unterschiedlichen Wellenlängen belegen. Wenige Nanosekunden nach dem Pulsbeginn ist neben der Schockfront nahe der Probe eine zweite Stoßwelle in der Fokusregion zu erkennen (Aufnahmen für 7 bzw. 5 ns). Das Luftdurchbruchplasma entwickelt sich zunächst schnell zu einem langgestreckten Filament entlang des Laserstrahls (10 und 11 ns). Anschließend breitet sich die zugehörige Stoßwelle überwiegend in radialer Richtung aus, d. h. als zylindrische Welle (21 und 27 ns). Die Versuche bestätigen weiterhin den oben beschriebenen Mechanismus für die Entstehung von Startelektronen. Die Zündung des dielektrischen Durchbruchs für den zweiten Puls bei 1 kHz Pulswiederholrate konnte für die Nanosekundenpulse nur bei einer Fokusposition in der Nähe des Werkstücks nachgewiesen werden. Bei abnehmender statistischer Häufigkeit für die Zündung des Luftdurchbruchs war eine Defokussierung bis zu einigen Millimetern möglich.

2.2.2.4 Plasmen bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen

Werden ultrakurze Laserpulse zur Materialbearbeitung unter atmosphärischen Bedingungen eingesetzt, sollte wegen typischer Leistungsdichten von 10^{12} – 10^{15} W/cm^2 im fokussierten Laserstrahl das Auftreten eines dielektrischen Luftdurchbruchs der Regelfall sein. Die Präsenz des bearbeiteten Materials lässt jedoch noch weitere laserinduzier-

ten Wechselwirkungen erwarten. Das bei längeren Pulsen dominierende Materialdampfplasma kann schon durch deutlich geringere Laserintensitäten hervorgerufen werden als ein Luftdurchbruch. Bei ultrakurzen Pulsen wird es aber nur dort eine Rolle spielen, wo innerhalb der kurzen Laserpulsdauer Materialdampf auftritt: nur in einer oberflächennahen Schicht im unmittelbaren Bereich der Abtragszone. Die Schichtdicke ist durch die gasdynamische Expansion des Dampfes begrenzt und sollte selbst bei Pulsen mit einigen Pikosekunden Dauer im Sub- μm -Bereich bleiben. Die schematische Illustration in Bild 2.10 prognostiziert noch einen dritten Typ von laserinduziertem Plasma, mit dem insbesondere für Krater und Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis zu rechnen sein müsste: der partikelgezündete Gasdurchbruch im Krater bzw. in der Bohrung. Auch hierbei handelt es sich um einen dielektrischen Durchbruch des Gases, jedoch wird die Zündung durch Partikel in der Kapillare hervorgerufen, die bei vorausgegangenen Pulsen ablatiert wurden und die sich noch nicht wieder niedergeschlagen haben. Folglich ist gegenüber dem rein atmosphärischen Durchbruch eine geringere Leistungsdichte des Lasers zur Initiierung erforderlich. Wegen der Verbreitung der auslösenden Partikel kann dieses Plasma auch weit von der eigentlichen Abtragszone entfernt auftreten, wohin während der Bestrahlungsdauer kein frischer Materialdampf gelangen kann.

Bild 2.10: Illustration der verschiedenen laserinduzierten Plasmatypes, deren Auftreten für das Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen an unterschiedlichen Positionen im Strahl bzw. in der Bohrung prognostiziert wurde [146, 147].



2.2.3 Gasdynamische Stoßwellenexpansion

Die Ausbreitung von kugelsymmetrischen Stoßwellen bei gepulsten Laserabtragsprozessen hat viel mit jener von Druckwellen bei sehr starken Explosionen gemeinsam. Entsprechend gehen die Beschreibungen trotz der um viele Größenordnungen unterschiedlichen Dimensionen auf theoretische Untersuchungen zu Explosionswellen bei der militärischen Nutzung der Kernenergie zurück. Sedov und Taylor haben das Problem der Stoßwellenausbreitung nach starken Explosionen analytisch mit Hilfe dimensionaler Analyse und der Ähnlichkeitstheorie gelöst [132, 148]. Ansatzpunkt der dimensional

Analyse ist die Suche nach den fundamentalen Größen, durch die ein Problem beschrieben wird. Über die Untersuchung der physikalischen Dimensionen (Einheiten) der Größen wird versucht, dimensionslose Parameter einzuführen, die diese Größen verknüpfen, bis schließlich nur noch wenige freie Variablen zu betrachten sind. Für gasdynamische Stoßwellen kann diese Methode angewendet werden, wenn das Problem eindimensional beschrieben werden kann, d. h. wenn alle Größen außer von der Zeit t nur noch von einer Ortskoordinate r abhängen. Treten neben r und t höchstens zwei weitere charakteristische Parameter mit voneinander unabhängigen Dimensionen auf, dann erfolgt die Beschreibung der Gasströmungen durch gewöhnliche Differenzialgleichungen. Zudem wird der Bewegungsablauf selbstähnlich: werden alle Längen des Problems in Einheiten gemessen, die proportional zur Zeit anwachsen, so ist das Strömungsbild zu allen Zeiten gleich.

Das Modell zur Beschreibung der Ausbreitung starker Stoßwellen geht von einer singulären Freisetzung der Energiemenge E_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ursprung der Koordinate r aus, wobei die Masse des Energie freisetzenden Mediums als vernachlässigbar klein angenommen wird. Die adiabatische Gasströmung wird dann durch die charakteristischen Parameter

$$\rho_1, \quad p_1, \quad E_0, \quad r, \quad t, \quad \gamma \quad (2.2)$$

beschrieben. Darin sind ρ_1 , p_1 und γ Dichte, Druck und Adiabatenexponent des Umgebungsgases. Die Größen ρ_1 , p_1 und E_0 sind in ihren Dimensionen voneinander unabhängig. Mittels dimensionaler Analyse können drei nichtdimensionale Parameter definiert werden:

$$\gamma, \quad \Lambda = \frac{\rho_1^{\frac{1}{5}} r}{E_0^{\frac{1}{5}} t^{\frac{2}{5}}}, \quad \tau = \frac{p_1^{\frac{5}{6}} t}{E_0^{\frac{1}{3}} \rho_1^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.3)$$

Wenn die Explosionsenergie groß genug ist, dann gilt wegen des Drucksprungs an der Stoßwelle, dass der Druck p_2 direkt hinter der Stoßfront wesentlich größer ist als der Umgebungsdruck p_1 unmittelbar davor. Damit wird p_1 vernachlässigbar, das Problem hängt nicht mehr von p_1 bzw. von τ ab, wodurch die Gasströmung selbstähnlich wird. Es wird von den charakteristischen Parametern ρ_1 und E_0 bestimmt und bei gegebenem γ dient zur Beschreibung neben den Orts- und Zeitkoordinaten lediglich eine einzige dimensionslose Variable Λ . Deren Wertebereich hat eine obere Schranke Λ_0 , die sich ergibt wenn für r gerade der Stoßfrontradius gewählt wird. Der Wert von Λ_0 wird über den Vergleich des Energieinhalts der Stoßwelle³ mit dem Energieparameter E_0 bestimmt.

Das Strömungsproblem ist auch auf andere eindimensionale Ausbreitungsformen verallgemeinerbar, deren Dimensionalität durch den Parameter ξ gegeben ist. Mit $\xi = 3$

³Energieinhalt berechnet als Integration über die innere Energie des Gases im Stoßwelleninneren.

für die sphärische, $\xi = 2$ für zylindrische und $\xi = 1$ für planare Ausbreitung wird aus (2.3):

$$\Lambda = \left(\frac{\rho_1}{E_0} \right)^{1/(2+\xi)} r t^{-2/(2+\xi)} \quad \text{mit} \quad \xi = 1, 2, 3. \quad (2.4)$$

Der Energieparameter E_0 muss darin die Dimension $[E_0] = \text{M L}^{\xi-1} \text{T}^{-2}$ besitzen, für sphärische Symmetrie also einer Energie entsprechen, für zylindrische einer Energie pro Längeneinheit und im planaren Fall einer Energie pro Flächeneinheit.

Durch Umformen von (2.4) und mit je nach Dimensionalität des Problems angepassten Maximalwerten Λ_0 ergeben sich explizite Weg-Zeit-Gesetze $r(t)$ der Stoßwellenexpansion. In der vorliegenden Arbeit findet die Kugelsymmetrie ($\xi = 3$) Anwendung für die Beschreibung der dreidimensionalen Ausbreitung hemisphärischer Stoßwellen bei der Ablation:

$$r_{3D}(t) = \Lambda_{3D} \left(\frac{2Q_{3D}}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{2/5}. \quad (2.5)$$

Darin gibt Q_{3D} die in der Stoßwelle gespeicherte Energie an, die im Allgemeinen nicht der gesamten Laserpulsenergie entspricht, da ein Teil davon zur Verdampfung des Materials aufgewendet werden muss oder durch verschiedene Verlustmechanismen abgeführt wird, z. B. durch Reflexion oder Wärmeleitung. Für zweiatomige molekulare Gase mit $\gamma = 1.4$ nimmt Λ_{3D} einen Wert von $\sqrt[5]{1.175} = 1.0328$ an [132]. Die Expansion beim Laserabtragen erfolgt nur in einem Halbraum. Sie erfordert für das gleiche Ausbreitungsgesetz $r_{3D}(t)$ nur die halbe Energie wie eine freie Ausbreitung in den gesamten Raum, was durch die Multiplikation von Q_{3D} mit zwei berücksichtigt ist.

Luftdurchbruchstoßwellen sollen durch das Weg-Zeit-Gesetz für den zylindrischen Ausbreitungsfall mit $\xi = 2$ beschrieben werden:

$$r_{2D}(t) = \Lambda_{2D} \left(\frac{q_{2D}}{\rho_1} \right)^{1/4} t^{1/2}. \quad (2.6)$$

Hier gibt q_{2D} die im Luftdurchbruch an der jeweiligen Position des Laserstrahls pro Streckeneinheit deponierte Energie an. Die Konstante Λ_{2D} beträgt für zweiatomige Gase $\sqrt[4]{1.0152} = 1.0038$ [149] (siehe auch [141]).

2.3 Modellvorstellungen zum Laserbohren

Der Vorgang des Bohrens mit gepulster Laserstrahlung gewinnt gegenüber dem Abtragen noch weiter an Komplexität. Mit zunehmendem Bohrfortschritt verändert sich die

Geometrie der Werkstückoberfläche erheblich, wodurch auch die Randbedingungen aller Teilprozesse einer ständigen Variation unterworfen sind. Die folgenden Abschnitte beleuchten einige Aspekte exemplarisch anhand theoretischer Beschreibungen und Modelle, bevor in Abschnitt 2.3.5 ein phänomenologisches Prozessmodell des Bohrens mit kurzen Laserpulsen vorgestellt wird.

2.3.1 Energieeinkopplung

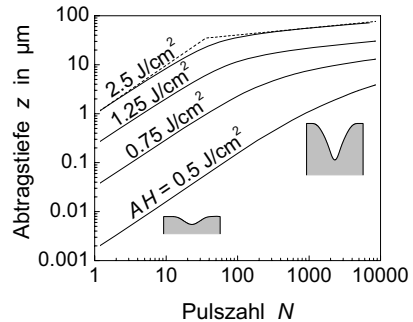
Der bei der Laserablation entstehende Abtragskrater führt dazu, dass die Strahlung über den Strahlquerschnitt hinweg nicht mehr unter einem einheitlichen Winkel auf die Werkstückoberfläche fällt. Da die optischen Eigenschaften Reflexion und Absorption winkel- und polarisationsabhängige Größen sind – vergleiche Bild 2.1 – wird die lokale Energieeinkopplung dadurch ganz erheblich beeinflusst. Für tiefe Bohrungen wird das Verhalten noch komplizierter. In diesem Fall kann die an einer Flanke des Kraters reflektierte Strahlung nochmals auf die Materialoberfläche treffen und dort erneut absorbiert bzw. reflektiert werden. Solche Vielfachreflexionen führen im Allgemeinen zu einer deutlichen Erhöhung des gesamten Absorptionsgrades. Mit wachsender Bohrungstiefe steigt zugleich die Gesamtgröße der beaufschlagten Oberfläche, so dass insbesondere an steilen Bohrungswänden die einfallende Energie- bzw. Leistungsdichte stark abnimmt. Trotz Vielfachreflexion kommt dadurch der Materialabtrag letztendlich zum Erliegen, weil die Oberfläche schließlich soweit angewachsen ist, dass die Leistungsdichte an keiner Stelle mehr die Ablationsschwelle erreicht. In der Bohrungsspitze selbst bleibt nach dieser Betrachtung mit geometrischer Strahlausbreitung die Leistungsdichte immer auf hohem Niveau, da dort lokal keine Oberflächenneigung auftritt. Dass der Abtrag dort dennoch zum Erliegen kommt, ist über den verstärkten Energieverlust durch dreidimensionale Wärmeleitung bei den kleinen Krümmungsradien der Oberflächentopografie an der Bohrlochspitze erklärbar [57, 150].

Tatsächlich aber entspricht die hohe Leistungsdichte an der Bohrlochspitze nicht der Realität. Die geometrische Strahlausbreitung stellt nur dann eine gute Näherung dar, wenn die Oberfläche auf der Größenordnung der Wellenlänge nahezu eben ist. Ansonsten muss eine exaktere Analyse mit einem wellenoptischen Ansatz erfolgen. Dabei zeigt sich, dass elektromagnetische Wellen in enge Spitzen gar nicht mehr eindringen können und folglich dort auch keine Absorption mehr auftritt. Durch Interferenz von Wellen treten zudem deutliche lokale Schwankungen der absorbierten Leistungsdichte an der Werkstückoberfläche sowie eine starke Überhöhung der Volumenenergiedichte entlang der Bohrungsachse auf [57, 151]

2.3.2 Materialabtrag

Wie im vorigen Abschnitt angedeutet wirken sich die veränderte Energieeinkopplung und Wärmeleitung mit zunehmender Kapillartiefe deutlich auf den Materialabtrag aus. In prinzipieller Übereinstimmung mit Experimenten verbleibt die Abtragstiefe pro Puls beim Bohren nur über wenige Pulse auf dem Niveau des ebenen Abtrags und fällt dann drastisch ab – häufig um zwei Größenordnungen und mehr. Bei doppelt-logarithmischer Darstellung der modellierten Abtragstiefe z über der Pulszahl N werden zwei Regime deutlich, die sich durch nährungsweise lineare Kurvenabschnitte der Form $z \propto N^m$ mit $m = 1$ bzw. $m = 0.14$ auszeichnen, Bild 2.11. Die Bereiche sind eng mit der Lochgeometrie verknüpft. Planare Ablation bei geringer Kratertiefe und rundem Bohrlochgrund herrscht im ersten Abschnitt mit $m = 1$ vor. Hier wächst die Bohrungstiefe proportional mit der Pulszahl. In einer kurzen Übergangsphase entwickelt sich eine Bohrlochform mit ausgeprägter Spitze. Der Abtrag findet jetzt nahe der Schwelle statt und mit $m \ll 1$ nimmt der Bohrfortschritt pro Puls schnell ab [57, 152].

Bild 2.11: Numerische Berechnung der Abtragstiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl beim Perkussionsbohren von Aluminium mit unterschiedlichen mittleren Energiedichten. Die Steigung m charakterisiert die Regime der planaren Ablation ($m = 1$) und des Abtrags nahe der Schwelle ($m = 0.14$) [57] ($\tau_H = 50$ ns, $d_f = 40$ μ m, AH = absorbierte mittlere Energiedichte).



2.3.3 Schmelzdynamik

Eines der ältesten Modelle zur Beschreibung des Laserbohrens ist das stationäre, sogenannte Kolbenmodell des Schmelzaustriebs [153]. Danach verdrängt der Dampfdruck wie ein zylindrischer Kolben die Schmelze am Bohrgrund und treibt sie in einem homogenen dünnen Film entlang der Bohrlochwandung aus. Zu einem transienten Modell verallgemeinert [57, 73] liefert es auch für gepulste Prozesse charakteristische Schmelzflussgeschwindigkeiten und -reichweiten und kann das experimentell beobachtete Schwellverhalten der Energiedichte für den Schmelzgrataufwurf und den Dampfabtrag nachbilden. Für kurze und ultrakurze Pulse liegt die Fließstrecke allenfalls bei einigen Mikrometern pro Puls. Der Schmelzaustrieb ist damit ein eher kumulativer Prozess, bei dem

Schmelze nur über viele aufeinander folgende Pulsen hinweg makroskopische Distanzen zurücklegt. Da die Schmelzbeschleunigung mit zunehmender Bohrungstiefe abnimmt, entsteht ein Grat am Bohrungseintritt vermutlich vor allem während der ersten Pulse, was experimentelle Beobachtungen bestätigen [154, 155].

Das transiente Kolbenmodell unterschätzt den Schmelzaustrieb nahe der Abtragsschwelle stark, vermutlich auf Grund von geometrischen Einflüssen, die durch das analytische Modell nicht erfasst werden. Beispielsweise wird in den Randbereichen einer gaußförmigen Laserstrahl-Leistungsdichteverteilung erheblich mehr Schmelze entstehen als dies bei räumlicher Mittelung über den ganzen Strahlquerschnitt der Fall ist. Erst die numerische Simulation der Schmelzdynamik kann darüber näheren Aufschluss geben. Berechnungen der Schmelzbewegung nach der Finite-Elemente-Methode (FEM) für einen kurzen Nanosekundenpuls mit einer Energiedichte etwas oberhalb der Abtragsschwelle zeigen einen geringen Verdampfungsabtrag, der fast ausschließlich während der Dauer des Pulses auftritt. Die Bewegung der Schmelze hingegen findet zum größten Teil erst nach dem Puls statt, obgleich sie schon zum Zeitpunkt des Pulsendes ihre maximale Geschwindigkeit erreicht hat. Da die Geschwindigkeitsverteilung im Bereich der höchsten Druck- bzw. Temperaturgradienten etwa beim halben Strahlradius ihr Maximum hat, kommt es dort durch den Schmelzfluss zu einer Aufwölbung der Oberfläche, die bis zum Ende der Bewegung durch Erstarren der Schmelze zu einem Grat anwächst [57, 73, 151]. Auf Grenzen stießen diese Berechnungen zur Schmelzbewegung jedoch bei der Beschreibung des Bohrprozesses durch eine Vielzahl von Pulsen. Die Schmelze nachfolgender Pulse füllte die Bohrung wieder auf, da die verwendete kommerzielle Fluidodynamik-Software die Einbeziehung der Gas- und Plasmaphasen nicht unterstützt, deren Druck in der Praxis ein Zuschwappen der Kapillare verhindert.

2.3.4 Gasdynamik und ganzheitliches Prozessmodell

Die Beschreibung von Vielphasenproblemen ermöglicht ein anderer Ansatz, der durch die Anwendung von Zustandsgleichungen auf die explizite Formulierung einzelner Phasen verzichtet [156]. Damit ist eine ganzheitliche Darstellung des Abtrags- und Bohrprozesses prinzipiell möglich. In ersten Ergebnissen konnte das Laserabtragen in vielen Einzelheiten qualitativ korrekt nachgebildet werden. Verdampfung, Schmelzbewegung und Gratbildung lassen sich für den Abtrag mit Nanosekundenpulsen ebenso nachweisen, wie die Ausbildung von laserinduzierten Stoß- und Verdünnungswellen in den gasförmigen und kondensierten Phasen. Bei genügend hoher Intensität kann die Absorption der Strahlung im Materialdampf wie bei LSD-Wellen eine vollständige Abschirmung des Werkstücks von der Laserstrahlung bewirken [57, 76].

2.3.5 Phänomenologisches Bohrmodell – „Hirscheegg-Modell“

Beim Laserbohren treten in Abhängigkeit von der Bohrtiefe bzw. der Pulszahl verschiedene Phasen auf, die durch ein charakteristisches Verhalten der Abtragsrate geprägt sind. [15]. Die Bohrungstiefe scheint zunächst praktisch proportional mit der Pulszahl anzusteigen, Bild 2.12 (links). Im Beispiel für keramisches Si_3N_4 und 20-ns-Pulse verlangsamt sich nach etwa 2000 Pulsen bei rund 1.5 mm Bohrungstiefe der Bohrfortschritt plötzlich deutlich. Die Darstellung der momentanen Abtragsrate – des Tiefenzuwachs pro Puls – über der Bohrungstiefe in Bild 2.12 (rechts) zeigt weitere Phasen zu Beginn des Prozesses auf. Im einzelnen sind sie charakterisiert durch eine kurze Phase I mit der in Relation höchsten Abtragsrate, die im gezeigten Beispiel nur die ersten 1–2 Pulse umfasst⁴. Im Verlauf der Ausbildung einer zumeist konisch geformten Kapillare nimmt der Abtrag pro Puls stark ab (Phase II). Der Rückgang der Abtragsrate in dieser Phase kann ein bis zwei Größenordnungen umfassen. Es folgt ein Tiefenbereich, in dem die Bohrung mit einer relativ konstanten Geschwindigkeit weiter vordringt (III), bevor ein weiterer deutlicher Rückgang der Bohrrate beobachtet wird bzw. der Prozess abrupt zum Stillstand kommt (IV).

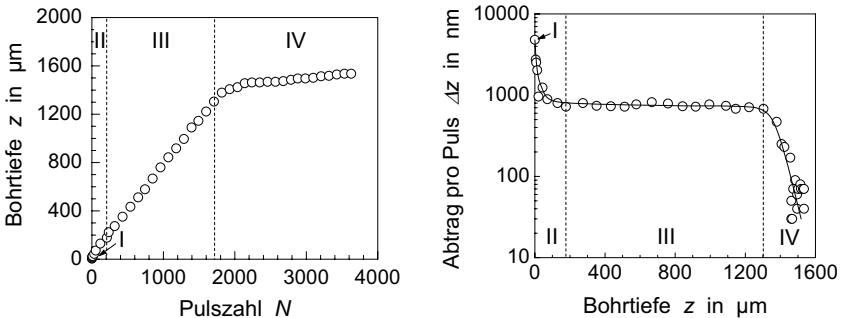


Bild 2.12: Prozessverlauf des Bohrens mit gepulster Laserstrahlung. Entwicklung der Bohrungstiefe z mit der Pulszahl N beim Wendelbohren von keramischem Si_3N_4 mit Nanosekundenpulsen (links) und die daraus abgeleitete Abtragsrate Δz pro Puls in Abhängigkeit von der Bohrtiefe (rechts). Die Pulszahlen N sind zur Berücksichtigung des unvollständigen Pulsüberlapps beim Wendelbohren normiert [15]. Die Bereiche I–IV bezeichnen die Bohrphasen gemäß dem phänomenologischen Hirscheegg-Bohrmodell [39]. Experiment: Mittels Durchleuchten der dünnen, teiltransparenten Keramikprobe ist beim Bohren die Entwicklung der Bohrung im Schattenriss aufgezeichnet worden ($\tau_H = 20 \text{ ns}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $f_p = 2 \text{ kHz}$, $d_f = 24 \mu\text{m}$, $H = 350 \text{ J/cm}^2$, Wendeldurchmesser $d_w = 100 \mu\text{m}$, Wendelumlauf Frequenz $f_w = 13 \text{ Hz}$).

⁴In anderen Experimenten erstreckte sich Phase I teilweise über mehr als $100 \mu\text{m}$ Bohrungstiefe [39].

In Bild 2.13 ist die Abtragstiefe über der Pulszahl in doppelt-logarithmischer Auftragung dargestellt. Analog zu Bild 2.11 können Abschnitte mit annähernd geradlinigem Verlauf gefunden werden, für die mit einer „Geradensteigung“ m ein Zusammenhang $z \propto N^m$ gilt. Sie entsprechen gerade den Phasen des Bohrens mit dem oben genannten charakteristischen Verhalten der Abtragsrate. Eine Steigung von $m < 1$ weist auf eine abfallende Abtragsrate wie in den Phasen II und IV hin, ein $m = 1$ auf eine konstante Bohrrate wie in Phase III.

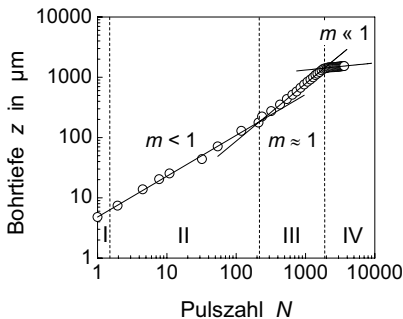


Bild 2.13: Entwicklung der Bohrungstiefe mit der Pulszahl wie in Bild 2.12. Analog zu Bild 2.11 sind die Prozessabschnitte in der doppelt-logarithmischen Darstellung durch die Steigung m angepasster Geraden charakterisiert. Die Zuordnung zu den Phasen des Hirscheegg-Modells ergibt $m = 0.68$ in Phase II, $m = 0.95$ in Phase III und $m = 0.12$ in Phase IV [15] (Si_3N_4 ; $\tau_H = 20 \text{ ns}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $f_P = 2 \text{ kHz}$, $d_f = 24 \text{ µm}$, $H = 350 \text{ J/cm}^2$; $d_w = 100 \text{ µm}$, $f_w = 13 \text{ Hz}$).

Experimentell sind diese Phasen für eine Vielzahl von Materialien sowie Laser- und Verfahrensparameter mit ns- und sub-ns-Laserstrahlung belegt und wurden in einem phänomenologischen Prozessmodell, dem sogenannten *Hirscheegg-Modell*, zusammengefasst [15, 32, 39, 157]. Wie in der Modellrechnung zu Bild 2.11 entspricht Phase I der planaren Ablation mit flachem Abtragskrater und einer näherungsweise konstanten Abtragsrate ($m \approx 1$). Bei der Ausbildung der Bohrkapillare in Phase II fällt die Abtragsrate deutlich ab. Neben den in den Abschnitten 2.3.1 und 2.3.2 genannten Mechanismen der veränderten Energieeinkopplung und der zunehmenden Verluste durch Wärmeleitung in der steiler, tiefer und spitziger werdenden Bohrung können auch ein veränderter Materialaustrieb oder die zunehmende Abschirmung durch ein laserinduziertes Plasma für den Rückgang der Bohrrate verantwortlich sein [158]. Trotz dieser zusätzlichen, den Abtrag hemmenden Mechanismen ist der Rückgang der Abtragsrate in Phase II im Experiment mit $0.3 < m < 0.7$ meist geringer ausgeprägt als in der Modellierung ($m = 0.14$).

Die weiteren, experimentell beobachteten Bohrphasen können von der vorgestellten einfachen Modellierung nicht abgebildet werden, da das Modell z. B. Wechselwirkungen mit dem laserinduziertem Plasma nicht berücksichtigt. Im Experiment schließt sich nun mit Phase III die wichtigste Phase des Bohrprozesses an. Über einen weiten Bohrtiefenbereich wird ein konstanter Bohrfortschritt bei moderater Abtragsrate erzielt ($m \approx 1$). Das ist zunächst erstaunlich, da mit fortschreitender Tiefe mit weiterhin steigenden Propagationsverlusten der Laserstrahlung in der Kapillare zu rechnen ist. Die zunehmenden

Verluste führen jedoch dazu, dass immer weniger Energie für eine Aufheizung des Plasmas in der Bohrkapillare zur Verfügung steht. Das Plasma wird dadurch zunehmend transparenter. Der Hirscheegg-Modellvorstellung zufolge kompensiert dieser Effekt in Phase III die zunehmenden Verluste gerade. Am Bohrgrund steht letztendlich immer die gleiche effektive Leistungsdichte für den Abtrag zur Verfügung, was zu der beobachteten konstanten Abtragsrate führt [39]. Das Plasma dient in Phase III gewissermaßen als Regelmechanismus.

Während der Phasen II und III wird ein großer Teil der einfallenden Strahlungsenergie unmittelbar im Plasma in der Bohrkapillare deponiert. Für den Bohrprozess ist diese Energie damit jedoch nicht sofort verloren. Das heiße Plasma unterstützt den Abtragsprozess in der Bohrung, indem es in einer Art Ätzprozess die Bohrungswandungen aufweitet und glättet. Während Phase III wird daher häufig keine weitere Formänderung an der Bohrlochspitze beobachtet, sondern vielmehr ein konstantes Voranschreiten dieser gesamten Geometrie. So können auch bei hohen Aspektverhältnissen⁵ weitgehend zylindrische Bohrungen mit guter Wandqualität erzeugt werden. In Bild 2.14 sind die beiden Werkzeuge beim Bohren mit Nanosekunden-Laserpulsen mit ihren wichtigsten Eigenschaften nochmals schematisch dargestellt.

Gegen Ende der Phase III ist die Leistungsdichte am Kapillargrund soweit abgesunken, dass die Pufferwirkung des Plasmas erschöpft ist. Für Phase IV liegt sie nun ständig in der Nähe der Ablationsschwelle. Mit $m \ll 1$ fällt die Abtragsrate erneut schnell ab. Für die bei kurzen und ultrakurzen Laserpulsen häufig verwendete lineare Polarisation der Laserstrahlung kommen nun die in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen unterschiedlichen optischen Eigenschaften des Werkstücks für parallele und senkrechte Polarisation zum Tragen. Strahlung mit senkrechter Polarisation wird gemäß Bild 2.1 zu einem höheren Anteil an der Bohrlochwand reflektiert als parallel polarisiertes Laserlicht. Letztendlich führt dies zu einer Auslenkung der Bohrungsachse in Richtung der stärkeren Reflexion, d. h. in einer Ebene senkrecht zur Polarisationsrichtung [157, 159, 160]. Zuweilen wird auch ein Aufsplittern beobachtet, ein regelrechtes „Zerfasern“ der Bohrspitze in dieser Ebene. Ebenso kann in dieser instabilen Prozessphase vorübergehend ein Stopp des Bohrfortschritts eintreten. Beim oft plötzlichen Weiterlaufen des Prozesses können zeitweise wieder höhere und sogar konstante Abtragsraten auftreten, die aber immer unterhalb derer aus Phase III liegen. Schließlich kommt der Prozess – häufig abrupt – ganz zum Erliegen, wenn die Strahlung die Abtragsschwelle am Bohrgrund nicht mehr erreicht. Zugleich erlischt das Prozessleuchten.

⁵Das Aspektverhältnis einer Bohrung ist als Relation von Bohrungstiefe zum Durchmesser definiert.

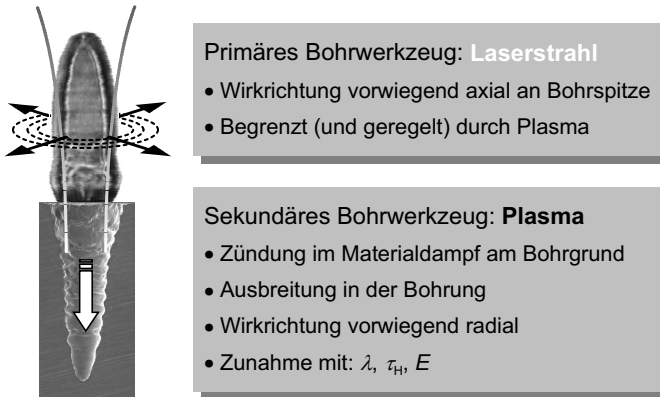


Bild 2.14: Während der beiden Hauptphasen II und III des Bohrprozesses im empirischen Hirschegg-Modell des Laserbohrens mit Nanosekundenpulsen tragen zwei Abtragswerkzeuge zum Bohrfortschritt bei: der Laserstrahl selbst (weiß) sowie das laserinduzierte Plasma (schwarz). Nach [15].

2.4 Materialabtrag bei kurzen und ultrakurzen Pulsen

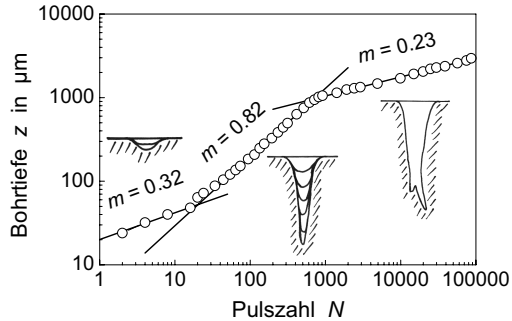
Den Abschluss des Kapitels bilden Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen zu den Grundlagen des Abtrags und Bohrens mit sub-Nanosekunden- und ultrakurzen Laserpulsen. Schwerpunkte stellen die Entwicklung des Bohrfortschritts über den gesamten Bohrprozess hinweg im Vergleich zum Hirschegg-Modell und die Ausbildung der Bohrungsgeometrie dar. Letztere wird anhand der Abtragsraten in axialer und radialer Richtung im Verlauf des Bohrprozesses diskutiert.

2.4.1 Axiale Abtragsraten und Bohrfortschritt

Analog zu den Versuchen zu Bild 2.12 wurde transparentes Polymethylmethacrylat (PM-MA) seitlich durchleuchtet und mittels einer Hochgeschwindigkeitsvideokamera die entstehende Schattenkontur der Bohrung während der Bearbeitung aufgezeichnet. Auch für das Bohren mit ultrakurzen Pulsen lassen sich in der doppeltlogarithmischen Darstellung von Bohrungstiefe über der Pulszahl in Bild 2.15 deutlich abgegrenzte Prozessphasen erkennen: Ausgehend von einem hohen Abtragsniveau pro Puls zu Beginn ist schon während der ersten 10–20 Pulse ein stetiger Rückgang der Abtragsrate mit ($m < 1$) zu verzeichnen. Dieses Verhalten ist ganz analog zu den Phasen I und II im Hirschegg-Modell. Der planaren Ablation für die allerersten Pulse folgt die Ausbildung einer Ka-

pillare mit zunächst U-förmigem Profil (siehe linkes Inset in Bild 2.15). Im Anschluss folgt eine Phase mit relativ konstantem Bohrfortschritt ($m \approx 1$), das sogenannte stabile Bohrregime (Phase III). In dieser Phase bildet sich eine mit wachsender Tiefe immer spitzigere Bohrungsform heraus (mittleres Inset). Ein deutliches Abknicken der Kurve bei knapp 1000 Pulsen leitet den Übergang in das instabile Bohrregime IV ein, das auch für ultrakurze Pulse durch eine immer weiter abnehmende Abtragsrate ($m \ll 1$) bis hin zum Bohrstop charakterisiert ist. In dieser Phase knickt die Bohrkapillare gelegentlich ab oder spaltet sich auf (rechtes Inset). Manchmal bilden sich auch „Ausbauchungen“ der Kapillare in bestimmten Tiefen aus, während der eigentliche Bohrfortschritt zumindest vorübergehend zum Erliegen kommt. Je nach Prozessparametern können mit weiter zunehmender Lochtiefe solche Artefakte auch wieder geglättet werden.

Bild 2.15: Aus einer Hochgeschwindigkeitsvideoanalyse extrahierte Entwicklung der Bohrungstiefe z und der Kapillarform (Insets) mit der Pulszahl N beim Perkussionsbohren in transparentem Polymethylmethacrylat (PM-MA) ($\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $Q = 800$ μ J, $d_f = 18$ μ m, $H = 315$ J/cm²) [152, 161].



Eine Übereinstimmung mit den Bohrphasen des Hirschegg-Modells ist auch für andere Prozessparameter im Ultrakurzpulsregime zu finden. In Bild 2.16 sind sie beim Bohren mit 125 fs-Pulsen für drei verschiedene Bohrungen mit Energiedichten zwischen 7 und 315 J/cm² dargestellt, wobei die mit der höchsten Pulsenergie hergestellte Bohrung identisch mit der in Bild 2.15 gezeigten ist. In den Phasen I–III ergeben sich trotz der stark unterschiedlichen Pulsenergien nur geringe Abweichungen zwischen den einzelnen Kurven. Bei vorgegebener Pulszahl unterscheiden sich die Bohrtiefen während dieser Phasen in der Regel weit weniger als Faktor zwei, wobei zudem eine klare Abhängigkeit von der Energiedichte nicht erkennbar ist. Der Vergleich der Videosequenzen zeigt, dass die zusätzliche Energie bei höheren Energiedichten zuallererst in größere Kapillardurchmesser umgesetzt wird. Erst der Knick beim Übergang zu Phase IV erfolgt mit eindeutiger Ordnung für energiereichere Pulse bei höheren Pulszahlen und in größeren Tiefen. Der fast waagerechte Kurvenverlauf für die niedrigste Pulsenergie in Regime IV zeigt, dass die Pulsenergie letztendlich auch die maximal erreichbare Bohrtiefe vorgibt. Für die höheren Energiedichten gilt dies bei einer Beschränkung auf „endliche“ Pulszahlen ebenfalls.

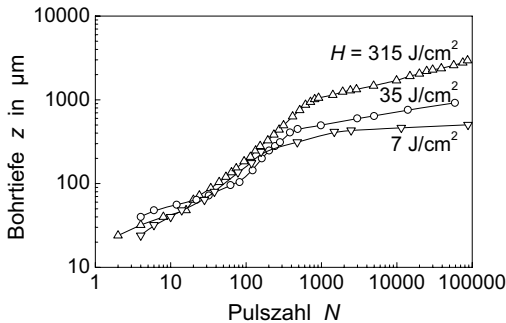


Bild 2.16: Bohrungstiefe in Abhängigkeit von der Pulszahl beim Perkussionsbohren in PMMA mit unterschiedlichen Energiedichten (Bohrtiefe aus Hochgeschwindigkeitsvideoanalyse; $\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $Q = 800$ μ J (Δ) / 90 μ J (\circ) / 18 μ J (∇), $d_f = 18$ μ m) [161].

Versuche mit längeren Pulsdauern im ultrakurzen Regime erbrachten ein entsprechendes Bohrverhalten. Beim Vergleich von Pulsdauern mit 125 fs, 1 ps und 6 ps erfolgt bei gleicher eingesetzter Energiedichte der Übergang vom stabilen Prozessregime in die instabile Phase IV für 6-ps-Pulse bei den höchsten Pulszahlen bzw. in größter Tiefe. Auch Bohrfortschrittsuntersuchungen an CVD-Diamant, deren Transparenz trotz des multikristallinen Aufbaus der Proben und trotz Verunreinigungen an den Korngrenzen eine ausreichende Durchleuchtung für die Hochgeschwindigkeitsvideoanalyse erlaubt, bestätigen das Hirschegg-Bohrmodell [162, 163].

Während transparente Materialien hervorragend einen unmittelbaren Zugang zur Entwicklung einer Bohrkapillare bieten, liegt das Hauptinteresse der Anwender präziser Laserbohrverfahren auf metallischen Werkstoffen – insbesondere Stahl. Echte Bohrfortschrittsuntersuchungen gestalten sich aufwendig, da eine Serie von Sacklochbohrungen, die mit unterschiedlichen Gesamtpulszahlen angefertigt wurden, sorgfältig entlang der Bohrungslängsachsen aufgeschliffen werden müssen, um die exakte Tiefe zu bestimmen. Diese Schliffe zeigen zugleich die jeweilige Bohrlochgeometrie in sehr guter Detailauflösung. Bild 2.17 zeigt die Entwicklung der Bohrlochtiefe in Stahl beim Perkussionsbohren mit 300-ps-Pulsen in Stahl für unterschiedliche Energiedichten. Über die Steigung m können in der doppelt-logarithmische Auftragung der Tiefe über der Pulszahl für die beiden hohen Energiedichten jeweils zwei klare Abschnitte im Prozess unterschieden werden. Sie entsprechen vermutlich den Phasen III und IV des Hirschegg-Modells, da für die Phasen I und II bei niedrigen Pulszahlen keine Daten vorliegen. Demgegenüber lässt sich für die geringste Energiedichte allenfalls ein leichtes Abknicken der Kurve bei rund 1 500 Pulsen vermuten, so dass trotz der geringeren Fluenz nach etwa 30 000 Pulsen die gleiche Lochtiefe erreicht wird wie für die mittlere Energiedichte.

Dies spiegelt sich auch in der daraus extrahierten momentane Abtragsrate in Bild 2.18

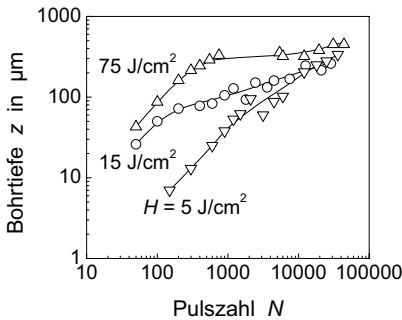


Bild 2.17: Entwicklung der Bohrtiefe z mit der Pulszahl beim Perkussionsbohren von Stahl mit Pikosekunden-Pulsen unterschiedlicher Energiedichte [164] ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_P = 5$ Hz, $d_f = 40$ µm).

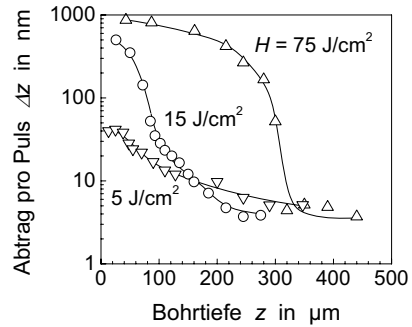


Bild 2.18: Aus Bild 2.17 bestimmte momentane Abtragsrate pro Puls Δz in Abhängigkeit von der Bohrtiefe [164].

wieder. Analog zum Übergang zwischen den Phasen III und IV in Bild 2.17 fallen die hohen Abtragsraten bei etwa 300 µm Tiefe für die hohe bzw. bei 70 µm Tiefe für die mittlere Energiedichte von einigen 100 nm auf unter 10 nm pro Puls deutlich ab. Für die geringste Fluenz von 5 J/cm² verbleibt die Abtragsrate bis in 50 µm Tiefe auf dem Startniveau von rund 30 nm pro Puls und geht dann verhältnismäßig langsam zurück. Ab einer Tiefe von 160 bzw. 330 µm übertrifft sie dadurch zuerst die Rate für 15 J/cm², dann auch die für 75 J/cm² Energiedichte.

Ein qualitativ vergleichbares Verhalten der Abtragsrate zeigt sich auch, wenn anstelle der aufwendigen metallografischen Präparation von Längsschliffen für Bohrungen unterschiedlicher Tiefe nur die für das Durchbohren von Proben unterschiedlicher Materialdicke benötigten Pulszahlen bestimmt wird. Die Verhältnisbildung ergibt eine über die gesamte Materialdicke gemittelte Abtragsrate $\Delta \bar{z}$. Bild 2.19 zeigt solchermaßen gewonnene Abtragsraten über der Bohrtiefe für drei unterschiedliche Energiedichten bei 300-ps-Pulsen. Die Kurven für 15 und 75 J/cm² stimmen gut mit ihren Pendants aus Bild 2.18 überein.

Bild 2.20 zeigt die gemittelte Abtragsrate $\Delta \bar{z}$ als Funktion der Energiedichte. Mit steigender Energiedichte ist eine Abhängigkeit in Form einer Stufe erkennbar, die sich für dickere Materialien zu höheren Energiedichten hin verschiebt. Der Vergleich mit dem Hirschegg-Bohrmodell legt die Interpretation nahe, dass bei ausreichender Energiedichte das Durchbohren in der stabilen Phase III des Bohrprozesses stattfindet. Die konstante Abtragsrate für Phase III spiegelt sich in der Darstellung der mittleren Abtragsrate als

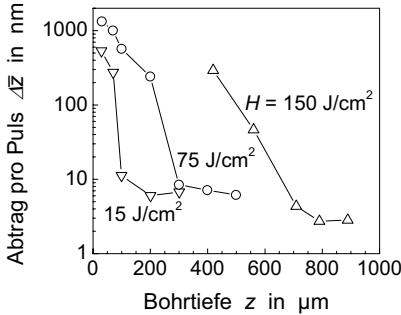


Bild 2.19: Entwicklung der Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ mit der Bohrtiefe beim Perkussionsbohren von Stahl mit Pikosekunden-Pulsen unterschiedlicher Energiedichte [165]. Die Abtragsraten sind jeweils über die gesamte Bohrungstiefe ($\hat{=}$ Materialdicke d) gemittelte Werte ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_P = 5$ Hz, $d_f = 40$ μ m).

oberes Niveau wieder. Bei zu geringer Energiedichte dagegen verläuft der Bohrprozess für den unteren Bereich der Kapillare im instabilen Regime IV mit geringer Ablationsrate. Folglich werden hohe Gesamtpulszahlen für das Durchbohren benötigt, welche die gemittelte Abtragsrate auf ein niedriges Niveau herunterziehen. Mit steigender Energiedichte können auch dickere Proben vorwiegend im stabilen Regime III gebohrt werden, die Stufenfunktion ist für größere Materialdicken daher entsprechend verschoben.

In Bild 2.21 sind vergleichbare gemittelte Abtragsraten für Bohrungen mit ultrakurz- en Laserpulsen bei 125 fs und 1 ps Pulsdauer dargestellt. Die Schwellenbildung ist hier nur in Ansätzen erkennbar. Eventuell ist der Bereich des instabilen Bohrens bei niedri-

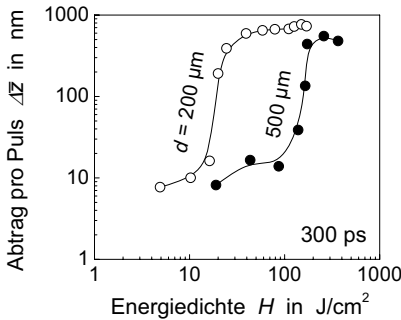


Bild 2.20: Über die gesamte Materialdicke d gemittelte Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ in Abhängigkeit von Materialstärke und Energiedichte beim Perkussionsbohren von Stahl mit Pikosekunden-Pulsen [165] ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_P = 5$ Hz, $d_f = 40$ μ m).

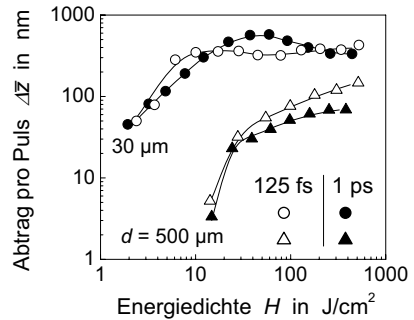


Bild 2.21: Mittlere Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ in Abhängigkeit von Materialdicke, Energiedichte und Pulsdauer beim Perkussionsbohren von Stahl mit ultrakurzen Pulsen [165] ($\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $d_f = 18$ μ m).

ger Energiedichte auf Grund experimenteller Einschränkungen⁶ nicht vollständig erfasst worden. Die Kurve im Bereich der Schwelle könnte aber auch ein Hinweis auf einen grundsätzlich flacheren Kurvenverlauf sein (siehe hierzu auch Bild 7.5). Dennoch kann der Verlauf der Abtragsraten für die ultrakurzen Pulse im Grundsatz ebenfalls als Bestätigung des phänomenologischen Bohrmodells aufgefasst werden. Im Vergleich zum Bohren mit sub-Nanosekunden-Pulsen (Bild 2.20) fällt für die 500- μm dicken Proben die Verschiebung der Energiedichteschwelle für das stabile Regime zu rund eine Größenordnung kleineren Werten bei ultrakurzen Pulsen auf. Auch innerhalb des ultrakurzen Pulsdauerregimes ist für die 500- μm -Proben bei 125-fs-Pulsen eine höhere Bohrrate und eventuell eine geringfügig niedrigere Schwelle zu verzeichnen als für die 1-ps-Pulse. Von einer Interpretation des genauen Kurvenverlaufs für die 30- μm -Proben unter Effizienzgesichtspunkten sollte in Anbetracht der geringen zum Durchbohren notwendigen Pulszahlen allerdings Abstand genommen werden.

2.4.2 Radiale Bohrlochaufweitung und Kapillarausbildung

Einige Längsschliffe von lasergefertigten Bohrungen, wie sie für Bild 2.17 ausgewertet wurden, sind in Bild 2.22, links für verschiedenen Stadien des Prozesses exemplarisch dargestellt. Deutlich ist die Entwicklung der Bohrlochgeometrie beim Perkussionsbohren von Stahl mit 300-ps-Pulsen erkennbar: Zunächst bildet sich bei hoher Bohrrate eine annähernd kegelförmige Bohrlochspitze aus (Schliffe für 180 und 800 Pulse). Für Pulszahlen bis etwa 10 000 entsteht die charakteristische Lochform mit ausgeprägter Stufengeometrie. Dabei weitet sich die Bohrung im oberen Teil weiterhin auf, während unterhalb der Stufe nach wie vor eine Spitze vorzufinden ist, deren Geometrie der einer kompletten Bohrung bei einigen 100 Pulsen recht nahe kommt. Im weiteren Verlauf des Prozesses bewegt sich diese Stufen-Morphologie bei geringen Abtragsraten praktisch unverändert in die Tiefe voran (40 000 Pulse). Die Bohrungsöffnung im oberen Teil übersteigt den Strahldurchmesser um ein Mehrfaches, die Aufweitung der Bohrung wird daher einem Ätzprozess durch das laserinduzierte Plasma in der Kapillare zugeschrieben [165]. Interessanterweise ergibt sich daraus unmittelbar, dass in dieser späten Prozessphase der Volumenabtrag durch das Plasma den der direkten Laserablation erheblich übersteigt. Bei Durchmessern der Bohrung von $d_E \approx 90\text{--}95\text{ }\mu\text{m}$ am Eintritt und $d_S \approx 35\text{--}40\text{ }\mu\text{m}$ im oberen Teil der Bohrspitze sowie einem über die gesamte Bohrspitze konstanten Bohrfortschritt Δz pro Puls beträgt das Verhältnis der Abtragsvolumina gemäß der Skizze in Bild 2.22, rechts ungefähr Faktor 6.

⁶Sehr hohe erforderliche Bohrdauer für die 500- μm -dicken Proben, eingeschränkte Verlässlichkeit der Pulsenergiemessung für die 30- μm -Proben.

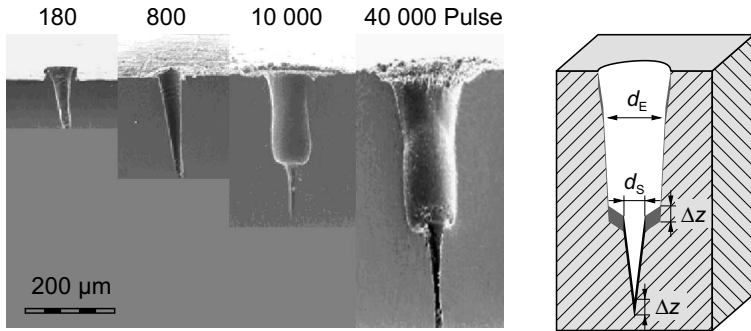


Bild 2.22: Links: Längsschnitte durch Perkussionsbohrungen in Stahl bei unterschiedlichen Pulszahlen zur Veranschaulichung der Entwicklung der Kapillarform [165, 166] ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_p = 5$ Hz, $d_f = 40$ μm, $H = 75$ J/cm²). Rechts: Skizze zur Abschätzung der Abtragsvolumina des direkten Laserabtrags in der Bohrspitze und des Plasmaätzprozesses im Bohrungsschaft bei einem einheitlichen Bohrfortschritt von Δz pro Puls [164].

Für ein umfassendes Verständnis des Perkussionsbohrens greift die Darstellung der Entwicklung der Bohrungstiefe alleine also offensichtlich zu kurz. In der Regel ist am Ende des Bohrprozesses eine bestimmte Bohrungsgeometrie gewünscht, wobei der Bohrungsdurchmesser die wohl entscheidende Größe darstellt. Für die zur Bestimmung des Bohrfortschritts in der Tiefe in Bild 2.17 längs ihrer Achse aufgeschliffenen Bohrungen ist in Bild 2.23 die Entwicklung des Eintrittsdurchmessers in Abhängigkeit von der Pulszahl dargestellt. Für die energiereicheren Pulse findet zunächst ein annähernd linearer Anstieg der Durchmesser mit $\log N$ statt, der erst nach einigen tausend Pulsen in eine Sättigung übergeht. Der Durchmesser für die mit geringster Pulsenergie gebohrten Löcher liegt dagegen etwa in der Größenordnung des Fokusedurchmessers und verharret über den gesamten untersuchten Pulszahlbereich auf diesem konstantem Niveau. Das unterschiedliche Verhalten der Lochdurchmesser mit der Energiedichte wird in [164] mit dem Auftreten eines mutmaßlich durch Ablationspartikel induzierten, heißen, dielektrischen Gasdurchbruchplasmas für die beiden höheren Fluenzen erklärt, siehe auch Abschnitt 2.2.2.3. Dieses weite die Bohrung in radialer Richtung auf und wandere in späteren Prozessphasen mit den Ablationsfronten in die Tiefe, wodurch das weitere Anwachsen des Eintrittsdurchmessers d_E zum Stillstand komme.

Einen tieferen Einblick in die Vorgänge während der verschiedenen Prozessphasen ermöglicht Bild 2.24. Hier ist für 75 J/cm² Energiedichte die momentane radiale Ätzrate aus Bild 2.23 ermittelt und zusammen mit der zugehörigen axialen Bohrrate aufgetragen

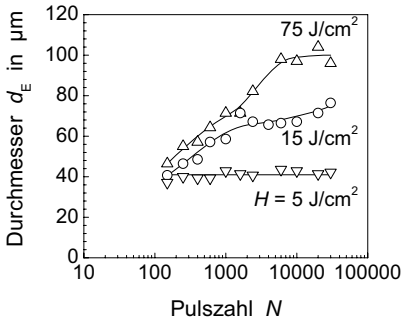


Bild 2.23: Entwicklung der Bohrungseintrittsdurchmesser d_E mit der Pulszahl für die Perkussionsbohrungen aus Bild 2.17 [164] (Stahl, $\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_p = 5$ Hz, $d_f = 40$ µm).

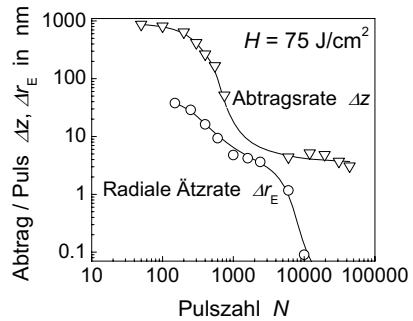


Bild 2.24: Aus Bild 2.17 und Bild 2.23 bestimmte momentane Abtragsrate Δz und radiale Ätzrate pro Puls Δr_E in Abhängigkeit von der Pulszahl für Perkussionsbohrungen bei $H = 75$ J/cm² [164].

worden. Ebenso wie die Bohrrate ist die Ätzrate an der Lochwand zu Beginn des Prozesses am höchsten und fällt mit steigender Pulszahl stetig ab. Das aufweitende Plasma muss also schon zu Prozessbeginn im anfänglich noch relativ flachen Krater wirken. Bei einigen tausend Pulsen geht die Ätzrate unvermittelt sehr stark zurück und verschwindet nach etwa 10 000 Pulsen praktisch völlig. Der Rückgang der Bohrrate ist demgegenüber schwächer ausgeprägt, ihr stärkster Abfall findet zudem schon bei etwa 1 000 Pulsen statt. Wie schon anhand der die Längsschliffe in Bild 2.22 gezeigt erreicht die Bohrung bei rund 10 000 Pulsen also ihren endgültigen Durchmesser und schreitet im Folgenden mit konstanter Form der Bohrspitze und bei geringer Abtragsrate pro Puls weiter voran.

Für ultrakurze Pulse zeigen die in Bild 2.25 dargestellten Schliffe von Sacklochbohrungen in Stahl bei kleinen Pulszahlen einen ringförmigen Krater um ein tieferes, zentrales Bohrloch herum. Mit zunehmender Pulszahl schreitet das gesamte Abtragsprofil in die Tiefe voran und daher bricht zunächst die zentrale Spitze an der Materialunterseite durch. Bei genügend langer Bohrzeit erreicht auch die umgebende Ringstruktur die Unterseite des Werkstückes, so dass schließlich ein annähernd zylindrisches Bohrloch erzielt wird. Dessen Durchmesser wird letztendlich durch die ringförmige Struktur definiert und ist mit fast 200 µm vielfach größer als der eigentliche Strahldurchmesser, der im Fokus an der Materialoberfläche etwa 18 µm beträgt. Bei Annahme eines ideal gaußförmigen Strahlprofils mit einem Spitzenwert der Energiedichte von 500 J/cm² im Zentrum sollte selbst unter Berücksichtigung der vergleichbar geringen Abtragsschwelle von weniger als 0,1 J/cm² bei Femtosekundenpulsen [169, 170] nur eine Zone von direkter Ablation betroffen sein, die in etwa dem doppelten Strahldurchmesser entspricht. Wie

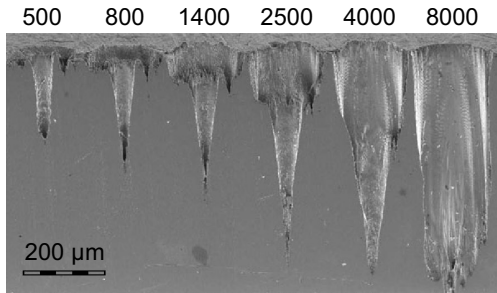


Bild 2.25: Schliffe entlang der Bohrungsachse für Sacklochbohrungen in Stahl, die mit 500–8000 Laserpulsen im Perkussionsverfahren erzeugt wurden [167, 168] ($\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $Q = 640$ µJ, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ µm, $H = 250$ J/cm², Fokusslage 0).

in Kapitel 4 näher ausgeführt wird, ist für den beobachteten, fünffach größeren Durchmesser eine Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der Gasphase verantwortlich [168]. Ringstrukturen dieser Art sind beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen durchaus charakteristisch [171]. Bild 2.26 zeigt Aufsicht und Längsschnitt zu zwei weiteren Bohrungen, die mit unterschiedlich fokussierten 125-fs-Pulsen angefertigt wurden.

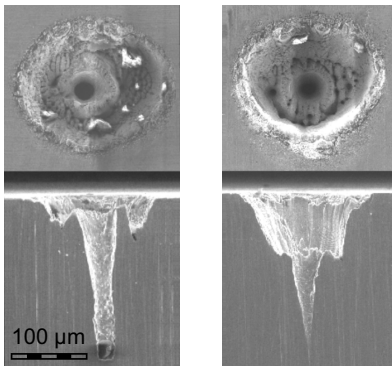


Bild 2.26: Bohrungseintritte in der Aufsicht und Längsschnitte für zwei Perkussionsbohrungen mit 125-fs-Pulsen in Stahl bei unterschiedlicher Fokussierung und 1500 (links) bzw. 2500 Laserpulsen (rechts) [172] ($\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $Q = 500$ µJ. Fokussierung links: $d_f = 66$ µm, $H = 15$ J/cm²; rechts: $d_f = 33$ µm, $H = 60$ J/cm²; Fokusslage 0).

3 Experimentelle Methoden

Die experimentelle Diagnostik laserinduzierter Abtragswolken und Plasmen hat eine lange Tradition. Besonders geeignet sind optische Methoden: sie erlauben die Untersuchung aus der Distanz und beeinflussen den Laserprozess selbst nicht oder nur schwach. Mit geeigneten optischen Messaufbauten ist zudem auch die hohe Dynamik laserinduzierter Vorgänge erfassbar, die sich teilweise auf Zeitskalen von nur wenigen Nanosekunden abspielen.

Neben Transmissions- und Reflexionsmessungen [105, 109, 173–175] und spektral aufgelösten optischen Techniken [176–181] finden auch verschiedene abbildende Verfahren Anwendung. Diese umfassen sowohl einfachere Verfahren wie Streak-Fotografie [133], und Luminiszenzfotografie [74, 180, 182, 183], schatten- und schlierenfotografische Methoden [66, 126, 184–186] als auch komplexere Techniken wie Resonanzabsorptionsfotografie [187–189], abbildende laser-induzierte Fluoreszenzfotografie (LIF) [190], Interferometrie [66, 136, 181, 191–194] oder resonante holographische Interferometrie [195, 196]. Zu den nicht-optischen Methoden der Plasmadiagnostik zählen verschiedene massenspektrometrische – sogenannte *time-of-flight* – Verfahren zur Bestimmung von Anzahl, Masse und Ladung verschiedener Teilchensorten [197–201].

Eine gute Übersicht über verschiedenartige Untersuchungsmethoden für laserinduzierte Ablations- und Plasmawolken bietet Ref. [55]. Im Folgenden werden neben einer kurzen Beschreibung der eingesetzten Bearbeitungslaser nur die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Techniken näher beschrieben.

3.1 Lasersysteme

Für die Untersuchungen kamen im Wesentlichen zwei Lasersysteme zum Einsatz, vorwiegend wegen der damit erzielbaren Laserpulsdauern im ultrakurzen Regime bzw. im Übergangsbereich zum Kurzpulsregime. Die wichtigsten Kenndaten beider Lasersysteme sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Das kommerzielle *Hurricane*-System der Firma *Spectra-Physics* für den Ultrakurzpulsbereich ist ein regeneratives Verstärkersystem für modengekoppelte Laserpulse, mit dem

Lasersystem		Spectra-Physics Hurricane	Pikosekunden- Nd:YAP	Sub-Nanosek.- Nd:YAP
Laseraktives Medium	–	Ti:Saphir (Al_2O_3)	Nd:YAP (YAIO_3)	
Wellenlänge λ	nm	800	1078 (539)	
Pulsdauer τ_H	ps	0.1 ... 6	25 (22)	300 (220)
max. Pulsenergie Q	mJ	1	7 (3)	4 (2)
max. Repetitionsrate f_P	Hz	1000	5	10

Tabelle 3.1: Daten der verwendeten Lasersysteme. Klammerwerte bei Frequenzverdopplung.

Pulsdauern zwischen rund 100 fs und etwa 6 ps erzeugt werden können. Dazu werden aus dem 80-MHz-Pulszug eines modengekoppelten Ti:Saphir-Oszillators einzelne 100-fs-Pulse mit Hilfe einer elektro-optischen Pockelszelle ausgewählt. Diese niederenergetischen Laserpulse von bis zu 1 kHz Repetitionsrate werden in einem regenerativen Verstärker mittels *Chirped Pulse Amplification* (CPA) um Faktor 100 000–1 000 000 verstärkt. Dazu werden sie unter Ausnutzung der spektralen Bandbreite der Pulse mit Beugungsgittern auf einige 100 ps Dauer gedehnt und mit einer zweiten Pockelszelle in den Resonator eines zweiten Ti:Saphir-Lasers eingekoppelt. Wenn die Pulse nach einigen Umläufen die maximale Energie von rund 1 mJ erreicht haben, werden sie über die Pockelszelle wieder aus dem Resonator ausgekoppelt und in einer weiteren Beugungsgitter-Anordnung wieder zeitlich komprimiert. Bei optimaler Einstellung dieses Kompressors werden etwa 100 fs Pulsdauer erzielt. Eine geringe „Dejustage“ macht die Emission von Pulsen längerer Dauer möglich [202].

Die Nd:YAP-Lasersysteme sind Eigenentwicklungen des General Physics Instituts (GPI) in Moskau. Das Pikosekunden-Lasersystem besteht aus einem modengekoppeltem Nd:YAP-Masteroszillator und einem regenerativen Verstärker, in dem bei Pulswiederholraten von 2–5 Hz einzelne Pulse auf bis zu 7 mJ Pulsenergie verstärkt werden können. Bei der Grundwellenlänge von 1078 nm werden rund 25 ps Pulsdauer erreicht. Durch Frequenzverdopplung mit einem KDP-Kristall werden Pulse im sichtbaren Wellenlängenbereich bei 539 nm erzeugt, wobei sich die Pulsdauer auf etwa 22 ps reduziert [166, 203–205].

Das Sub-Nanosekunden-System besteht aus einem Nd:YAP-Masteroszillator und einem Doppelpass-Verstärker. Durch Güteschaltung mit aktiv-passiver Modenkopplung werden bei 1078 nm Pulse von 300 ps Dauer bei Pulswiederholraten von 1–10 Hz erzeugt. Durch Frequenzverdopplung in einem KTP-Kristall verkürzt sich die Pulsdauer bei 539 nm auf auf ca. 220 ps [206, 207].

3.2 Energietransmission

Eine einfache experimentelle Methode zur Diagnostik laserinduzierter Plasmen ist die Messung der transmittierten Strahlungsanteile des Laserpulses. Hohe Zeitauflösungen bis mindestens in die Größenordnung der Pulsdauer sind damit möglich. Für Pulse ab dem Nanosekundenbereich kann die Transmission sogar während des Pulses zeitlich aufgelöst erfolgen. Für ultrakurze Pulse ist nur ein integraler Messwert über den gesamten Puls erfassbar, der dafür einen äußerst frühen Zeitbereich der Wechselwirkung von der Dauer des Laserpulses selbst abdeckt.

Geeignet ist die Methode besonders für die Charakterisierung von laserinduzierten dielektrischen Durchbrüchen in der Atmosphäre. Aber auch die während des Materialabtrags bzw. im Zusammenhang damit entstehenden Plasmen können unter bestimmten Voraussetzungen gut untersucht werden. Insbesondere muss eine rückwärtige Messung der durch das Plasma transmittierten Energie möglich sein, wie beispielsweise in Bild 3.1 für die Analyse des Plasmas in der Kapillare von schon durchgebrochenen Bohrungen. Werden in dünne Targetfolien vor der Laserbearbeitung Durchgangsbohrungen eingebracht, deren Ausdehnung deutlich kleiner als die für die Bearbeitung maßgebliche Abtragsfläche ist, können auch flächige und oberflächennahe Abtragsvorgänge gut untersucht werden [105, 175, 208].

3.2.1 Transmission im Abtragsprozess

In der in Bild 3.1 dargestellten Versuchsanordnung wird der Bearbeitungspuls durch eine Fokussieroptik auf die Probe konzentriert, wobei ein dielektrischer Abschwächer im aufgeweiteten Strahl die Einstellung verschiedener Pulsenergiewerte ermöglicht. Die durch die Bohrkapillare transmittierte Strahlung wird in einer Ulbricht-Kugel aufgefangen. Durch die nahezu ideal diffus reflektierende Beschichtung an der Innenwand der Kugel wird sie annähernd isotrop „verteilt“ und damit von den konkreten Durchbruchgegebenheiten unabhängig verlässlich messbar. Dazu wird Strahlung an einem Punkt der Kugel rechtwinklig zur Einfallrichtung über ein Glasfaserbündel ausgekoppelt und mittels Fotodiode und Oszilloskop detektiert. Als Referenz für die einfallende Pulsenergie ist nach dem Abschwächer eine zweite Fotodiode so hinter einem Umlenkspiegel positioniert, dass sie den kleinen, transmittierten Verlustanteil durch den Spiegel registriert. Die Kalibrierung der Pulsenergie-Messung mit der Referenz-Fotodiode erfolgt mit einem nach der Fokussieroptik eingebrachten Leistungsmesskopf bei definierter Puls wiederholrate f_p . Für die Transmissionsmessung werden zur Kalibration die Signale beider

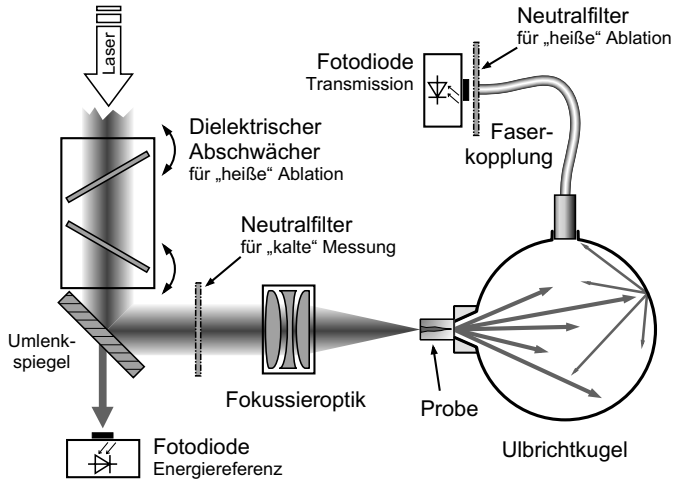


Bild 3.1: Versuchsanordnung zur Messung der Transmission von Bohrkapillaren mit Hilfe einer Ulbricht-Kugel. Für die Messung der „heißen“ Transmission energiereicher, abtragender Pulse wird vor der Fotodiode ein Neutralfilter eingebracht. Umgekehrt muss für die niederenergetischen, nicht ablatierenden Pulse zur „kalten“ Transmissionsmessung die Energie der einfallende Laserstrahl zusätzlich um dielektrischen Abschwächer durch einen Neutralfilter reduziert werden [159, 209].

Fotodioden bei geringer Pulsenergie, d. h. ohne Luftdurchbruch, und ohne Werkstück ins Verhältnis gesetzt („100% Transmission“).

Die Charakterisierung des Plasmaeinflusses im Experiment erfolgt durch Messungen der Transmission für unterschiedliche Pulsenergieniveaus. Die sogenannte „heiße“ Transmission T_{heiss} wird direkt mit der zum Abtragen verwendeten Pulsenergie bestimmt. Zum so gemessenen Transmissionsverlust tragen aber neben dem echten Plasmaeinfluss auch rein geometrische Verluste durch Absorption und Abschattung in der Kapillare bei. Ein Vergleichswert bei einer unter die Ablationsschwelle Q_s reduzierten Pulsenergie, die sogenannte „kalte“ Transmission T_{kalt} , erlaubt die Korrektur dieses Geometrieanteils

$$T_{\text{kalt}} = \frac{Q_T}{Q} \bigg|_{Q < Q_s}, \quad (3.1)$$

wobei Q_T und Q die transmittierten und einfallenden Pulsenergien darstellen. Das Verhältnis $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}}$ gibt die wahre Transmission des Plasmas an. Für die ultrakurzen Pulse macht die Reduktion der Pulsenergie auf Werte unterhalb der Abtragsschwelle teilweise eine Abschwächung um rund Faktor 10 000 notwendig. Um dennoch messbare Signalstärken an der Referenzdiode zu erhalten, kann dies nicht allein durch die dielektrischen

Abschwächerplättchen erfolgen, sondern erfordert das Einbringen eines zusätzlichen, für Wellenlänge und Pulsdauer separat in seiner Transmission charakterisierten Neutralfilters zur Abschwächung der Laserpulse. Umgekehrt ist für die energiereichen abtragenden Pulse bei der „heißen“ Transmissionsmessung eine Abschwächung der starken Signale am Faser-Ausgang der Ulbrichtkugel nötig, vgl. Bild 3.1.

3.2.2 Transmission des Luftdurchbruchs

Ein etwas anderer experimenteller Ansatz wurde für die Messungen der Energietransmission durch Luftdurchbrüche gewählt. Für intensive, ultrakurze Laserpulse enthält die Strahlung im Fernfeld hinter dem Fokus auf Grund von nichtlinearen Wechselwirkungen der Laserstrahlung mit der Atmosphäre in der Fokusregion eine ganze Reihe unterschiedlicher spektraler Komponenten. Zum einen sind in Wellenlänge und geometrischer Ausbreitung unveränderte Anteile des ursprünglichen Laserstrahls präsent, zum anderen die sogenannte *Conical Emission*-Strahlung (CE-Strahlung) – breitbandig wellenlängenkonvertierte Strahlung, welche unter teilweise erheblich vergrößertem Divergenzwinkel in Vorwärtsrichtung des Strahlenbündels emittiert wird, siehe Kapitel 4.4–4.6.

Die Messung von Pulsenergien erfolgt daher über eine Leistungsmessung bei definierter Repetitionsrate f_p . Die Leistungsmessköpfe weisen gegenüber den in Bild 3.1 verwendeten Fotodioden eine deutlich flachere spektrale Empfindlichkeitskurve auf, d. h. sie vermögen im Wesentlichen „spektral grau“ zu messen. Wie in Bild 3.2 dargestellt, werden die transmittierten und einfallenden Pulsenergien Q_T und Q über Messkopfpositionen im konvergenten Strahl vor und im divergenten Strahlenbündel relativ dicht hinter der Fokusregion erfasst. Ins Verhältnis gesetzt ergeben die Pulsenergien direkt den Gesamttransmissionsgrad T_{total} . Da keine gleichzeitige Messung an beiden Positionen möglich ist, ermöglicht die Referenz-Fotodiode gegebenenfalls einen Ausgleich für langsame zeitliche Variationen in der Laserausgangsleistung.

Durch Einbringen einer kleinen reflektierenden Scheibe in den Strahlengang im Fernfeld, die den Zentralbereich des Profils abdeckt, können die unterschiedlichen Strahlungsanteile in ihrer Winkelausbreitung charakterisiert werden. Die Scheibe wird so positioniert, dass sie den bei kleinen Leistungsdichten ungestörten Strahl fast ganz abdeckt und der „geometrische“ Transmissionsgrad T_0 der Scheibe unter diesen Bedingungen deutlich kleiner eins ist

$$T_0 = \frac{Q_T}{Q} \Big|_{Q < Q_S^*} . \quad (3.2)$$

Die einfallende Pulsenergie Q muss unterhalb der Schwelle zur Plasmaentstehung Q_S^* liegen.

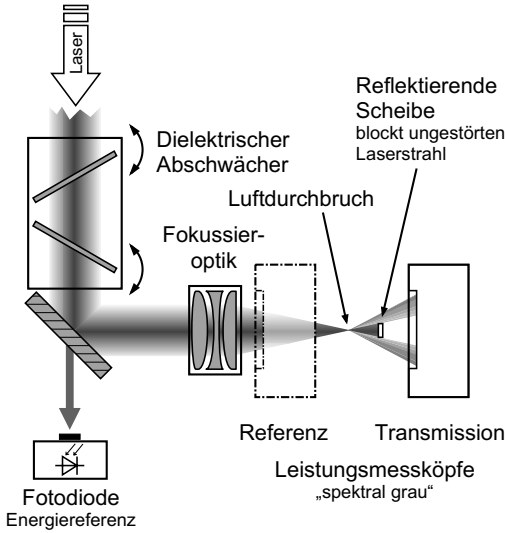


Bild 3.2: Aufbau zur quantitativen Charakterisierung der Conical Emission (CE) bei ultrakurzten Laserpulslen. Wegen der Wellenlängenkonversion im zu vermessenden Strahlungskegel nach dem Luftdurchbruch werden Leistungsmessköpfe als Detektoren verwendet, da sie in der spektralen Empfindlichkeit wenig variieren. Zur Vermessung der Strahlaufweitung durch CE wird vor dem Transmissionsmesskopf eine kleine reflektierende Scheibe im Zentralbereich des Strahls eingesetzt, die den ungestörten Strahl ausblendet. Ein zusätzlich bzw. wahlweise eingebrachter Bandpassfilter erlaubt die selektive Messung der unkonvertierten Strahlung.

Bei höheren Leistungsdichten wird ein größerer Strahlungsanteil T_S an der Scheibe vorbei „gestreut“. Dieser enthält Anteile von Conical-Emission-Strahlung T_S^{CE} wie auch Anteile des ungestörten, „gaußschen“ Laserstrahls T_S^{G}

$$T_S = T_S^{\text{G}} + T_S^{\text{CE}}, \quad (3.3)$$

wobei sich der gestreute, gaußsche Anteil T_S^{G} bei diesen höheren Leistungsdichten aus dem gesamten gaußförmigen Strahlungsanteil errechnet:

$$T_S^{\text{G}} = T_0 T_{\text{total}}^{\text{G}}. \quad (3.4)$$

Trotz der Winkelaufweitung wird auch die CE-Strahlung teilweise durch die Scheibe blockiert (T_B^{CE}), sie beträgt somit insgesamt:

$$T_{\text{total}}^{\text{CE}} = T_B^{\text{CE}} + T_S^{\text{CE}}. \quad (3.5)$$

Der Gesamttransmissionsgrad vor der Scheibe beträgt nach wie vor T_{total} und beinhaltet analog zu (3.3) und (3.5) alle ungestörten, gaußförmigen und CE-Strahlungsanteile gleichermaßen wie die gestreuten und an der Scheibe reflektierten (geblockten) Strahlungsanteile:

$$T_{\text{total}} = T_{\text{total}}^{\text{G}} + T_{\text{total}}^{\text{CE}} \quad (3.6)$$

$$= T_B + T_S. \quad (3.7)$$

Von besonderem Interesse sind die experimentell nicht zugänglichen Größen T_B^{CE} , T_S^{CE} und $T_{\text{total}}^{\text{CE}}$. Obgleich sich analog zu (3.3) und (3.5) noch weitere Gleichungen für T_B und $T_{\text{total}}^{\text{G}}$ angeben lassen, ist das Gleichungssystem in dieser Form nicht lösbar [164]. Die gesuchten Größen lassen sich nur unter zusätzlichen Annahmen finden.

Bei Pulsdauern im 100-fs-Bereich können die spektralen Eigenschaften der CE-Strahlung ausgenutzt werden. In guter Näherung sind der Strahlungsanteil $T_{\text{total}}^{\text{CE}}$ sowie seine Komponenten T_S^{CE} und T_B^{CE} nämlich vollständig wellenlängenkonvertiert:

$$T_{\text{total}}^{\text{CE}} = T_{\text{total},\lambda_0}^{\text{CE}} + T_{\text{total},\lambda}^{\text{CE}} \approx T_{\text{total},\lambda}^{\text{CE}} . \quad (3.8)$$

Dabei bezeichnet die Indizes λ_0 Strahlungsanteile bei der Laserwellenlänge und λ solche, die breitbandig in ihrer Wellenlänge konvertiert sind. Mit Hilfe eines vor dem Transmissionsmesskopf eingebrachten Bandpassfilters für die Laserwellenlänge (Bandbreite ± 5 nm), können unter Berücksichtigung der Filtertransmission die Strahlungsanteile $T_{\text{total},\lambda_0}$ und T_{S,λ_0} direkt gemessen werden.

Umgekehrt darf ausgeschlossen werden, dass die gaußförmigen Strahlungskomponenten wellenlängenkonvertierte Anteile enthalten¹:

$$T_{\text{total},\lambda}^{\text{G}} = T_{S,\lambda}^{\text{G}} = T_{B,\lambda}^{\text{G}} = 0 . \quad (3.9)$$

Mit (3.8) und (3.9) lassen sich $T_{\text{total}}^{\text{CE}}$ und T_S^{CE} bestimmen

$$T_{\text{total}} - T_{\text{total},\lambda_0} = T_{\text{total},\lambda} = \underbrace{T_{\text{total},\lambda}^{\text{G}}}_{=0} + T_{\text{total},\lambda}^{\text{CE}} \stackrel{(3.8)}{\approx} T_{\text{total}}^{\text{CE}} \quad (3.10)$$

$$T_S - T_{S,\lambda_0} = T_{S,\lambda} = \underbrace{T_{S,\lambda}^{\text{G}}}_{=0} + T_{S,\lambda}^{\text{CE}} \stackrel{(3.8)}{\approx} T_S^{\text{CE}} , \quad (3.11)$$

unter Verwendung von (3.5) schließlich auch T_B^{CE} :

$$T_B^{\text{CE}} = T_{\text{total}}^{\text{CE}} - T_S^{\text{CE}} = T_{\text{total}} - T_{\text{total},\lambda_0} - T_S + T_{S,\lambda_0} . \quad (3.12)$$

¹Was für nicht zu hohe Leistungsdichten ebenfalls eine gute Näherung ist, die nur den geringen Anteil frequenzverdreifachter Strahlung vernachlässigt, welche durch *Third Harmonic Generation* (THG) in der Luftatmosphäre erzeugt wird, bzw. diesen Anteil der Conical Emission zuordnet. Diese Strahlung propagiert überwiegend wie der ungestörte Gaußstrahl, siehe Abschnitt 4.4 und Bild 4.12, ist von ihrem Ursprung her aber nicht der CE zuzuordnen.

3.3 Spektroskopie des Strahlprofils

Die große und räumlich variable spektrale Bandbreite, die sich in den Farbfotografien von durch Conical Emission beeinflussten Strahlprofilen in Bild 4.12 zeigt, lässt sich durch Transmissionsexperimente nicht erfassen. Bezüglich der spektralen Verteilungen können detailliertere quantitative Erkenntnisse erst durch spektroskopische Messungen gewonnen werden. Die beiden nachfolgend beschriebenen Messanordnungen dienen zum Studium der spektralen Breite und qualitativen Verteilung der CE-Strahlung einerseits (Bild 3.3) und zur quantitativen Analyse der spektralen Strahlungsverteilung sowie zur Eingrenzung der Entstehungsregion andererseits (Bild 3.4). In einer geschlossenen Kammer um den Bereich des Laserfokus können jeweils definierte atmosphärische Bedingungen (Atmosphärendruck und -druck) eingestellt werden. Die Fenster der Prozesskammer sind in Quarzglas ausgeführt, die für den optischen sowie die angrenzenden ultravioletten und infraroten Spektralbereiche transparent sind, so dass keine spektrale Information verloren geht.

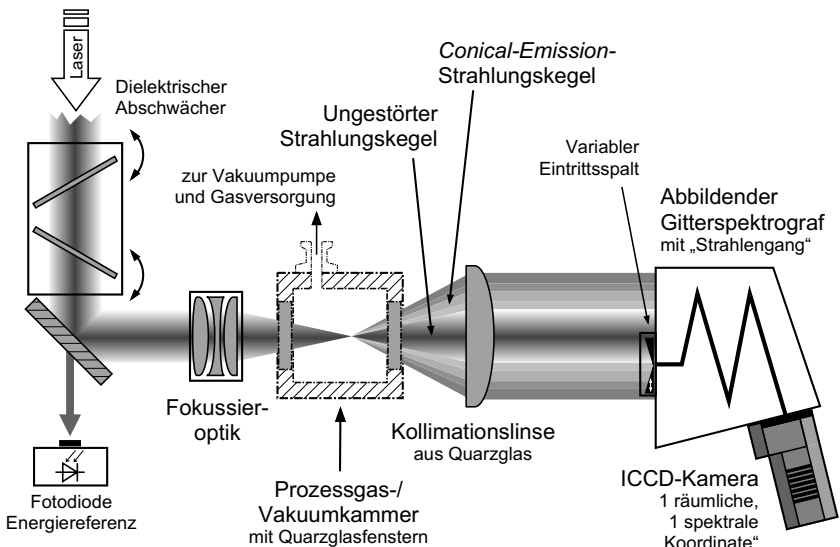


Bild 3.3: Versuchsanordnung zur Bestimmung der spektralen Zusammensetzung von CE-beeinflussten Strahlprofilen. Ein abbildender Spektrograf mit quadratischem Detektor erlaubt die räumlich-spektrale Analyse der kollimierten Strahlung entlang der Linie des Spektrometer-Eingangsspalts. Mit der Prozesskammer kann eine definierte Atmosphäre für den Conical-Emission-Prozess im Fokus bereitgestellt werden.

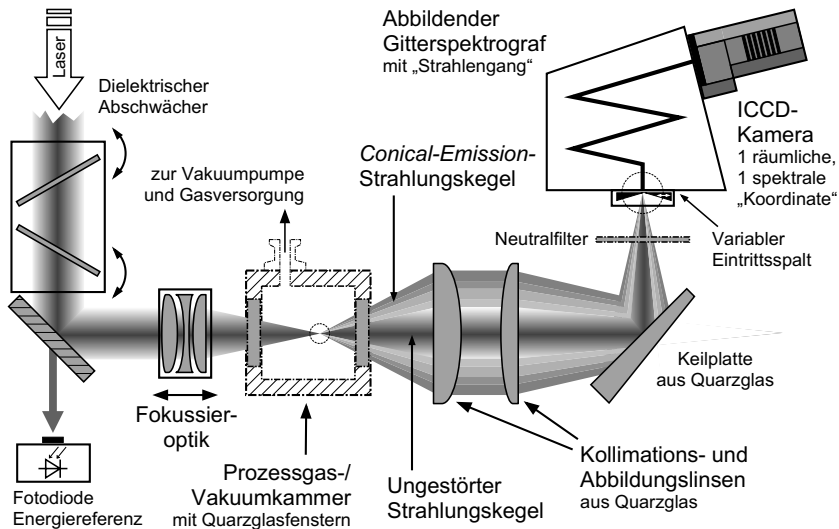


Bild 3.4: Aufbau zur Ermittlung der Entstehungsregion für Conical Emission und zur quantitativen Untersuchung der spektralen Komponenten der Strahlung. Über eine Abbildung des Laserfokus auf den Eingangsspalt des Spektrometers können die Spektralverteilungen von axial gestaffelten Schnittebenen des Strahls im Bereich des Fokus vermessen werden.

Für die qualitative Untersuchung wird der CE-Strahlungskegel nach dem Laserfokus kollimiert, wobei die Kollimationslinse ebenfalls aus Quarzglas ist (siehe Bild 3.3). Durch die Verwendung eines quadratischen Detektorarrays am abbildenden Gitterspektrometer kann die Strahlung zusätzlich zur spektralen Koordinate entlang der Linie des Eingangsspalts des Spektrografen auch räumlich aufgelöst werden.² In der Regel wird eine Position des Eingangsspalts außerhalb des Strahlzentrums gewählt um zu vermeiden, dass die starke Linie der Laser-Grundwellenlänge im ungestörten Bereich des Strahlprofils eine zu starke Einschränkung der Intensitätsdynamik verursacht.

In der Anordnung zur Untersuchung der Entstehungsregion der Conical Emission in Bild 3.4 dient eine weitere Linse zur vergrößerten Abbildung des Fokus auf den Spalt des Spektrografen. Durch axiales Verschieben der Fokussieroptik um einige 100 μm rund um die Position für die exakte Abbildung des Fokus auf die Spaltebene werden einzelne Schnittebenen im Bereich des Laserfokus auf ihre Spektralverteilungen hin untersucht. Dabei ist eine räumliche Auflösung der Spektren wegen des nun fast „punktförmigen“

²Spektrometer: Oriel Instruments MS 260 i, $f = 1/4 \text{ m}$; Detektor: Andor ICCD, $1024 \times 1024 \text{ Pixel}$.

Objekts am Spalt nicht mehr notwendig, die Spektren werden entlang der Raumkoordinate integriert aufgenommen. Dadurch erlauben die gewonnenen Spektren eine quantitative Analyse der Spektralverteilung. Zum Schutz des Detektorsystems ist dafür jedoch eine Intensitätsabschwächung notwendig, die über die Reflexion an einer in den abbildenden Strahlengang eingebrachten Quarz-Keilplatte und über Neutralfilter vor dem Spektrometer realisiert ist.

3.4 Bildgebende Verfahren zur Plasmacharakterisierung

Wesentliche Inhalte der vorliegenden Arbeit beruhen auf der Untersuchung von laser-induzierten Materialdampf- und Plasmawolken mit Hilfe von bildgebenden Verfahren. Dabei finden verschiedene Methoden Anwendung, die je nach betrachtetem Aspekt unterschiedliche physikalische Größen der Dampf- und Plasmawolken zur Darstellung nutzen. Allen Verfahren gemeinsam ist die Zugehörigkeit zur Kurzzeitfotografie mit Kameraschlusszeiten im Bereich ab einiger Nanosekunden. Realisiert werden diese mit Bildverstärkerkameras (ICCD, engl.: *intensified CCD*). In ICCDs schlagen einfallende Photonen Elektronen aus einer Photokathode heraus, die in einer Mikrokanalplatte (MCP, engl.: *microchannel plate*) ähnlich wie in einem Photomultiplier durch Hochspannung zu einer Lawine vervielfacht werden. Durch die Vielzahl feiner Kanäle in der MCP bleibt dabei die Ortsauflösung erhalten. Auf einem Phosphorschirm erzeugt jedes der Elektronen wieder ein Lichtquant, so dass vom nachgelagerten CCD-Chip je Startphoton ein ganzer Lichtblitz aufgenommen werden kann. Die kurzen Verschlusszeiten werden durch eine schnell schaltbare Spannung zwischen Photokathode und MCP erzielt, die den Eintritt der Elektronen in die MCP möglich macht bzw. unterbindet [210]. Die spektrale Empfindlichkeit einer ICCD-Kamera ist abhängig von der Photokathode. Bei der vorwiegend verwendeten *Andor*-Kamera mit „W“-Photokathode wird zwischen 180 nm und 580 nm eine Quanteneffizienz über 10% erzielt, wobei das Maximum von etwa 16% für 400–450 nm erreicht wird. Oberhalb von 600 nm fällt die Empfindlichkeit deutlich ab und erreicht bei 850 nm nur noch rund 1% [211].

3.4.1 Lumineszenzfotografie

Unter den vorgestellten kurzzeitfotografischen Techniken ist die Lumineszenzfotografie die der üblichen Fotografie am nächsten kommende Form, da das von der heißen Materialdampf Wolke abgestrahlte Licht selbst aufgenommen wird [213]. Bild 3.5 zeigt schematisch das Herzstück des experimentellen Aufbaus. Der Bearbeitungslaserpuls trifft

Ultrakurzpuls laser

$\lambda = 800 \text{ nm}$
 $\tau_{\text{FH}} = 100 \text{ fs} \dots 6 \text{ ps}$
 $f_{\text{P}} = \text{Einzelpuls} \dots 1 \text{ kHz}$
 $Q_{\text{max}} = 750 \text{ } \mu\text{J}$

ICCD-Kamera

$\lambda_{\text{SR}} = 180 \dots 850 \text{ nm}$
 $\tau_{\text{G}} \geq 5 \dots 10 \text{ ns}$

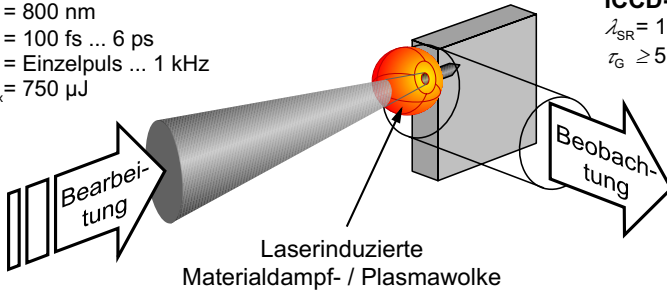


Bild 3.5: Schema der experimentellen Anordnung zur Lumineszenzphotografie. Der ultrakurze Bearbeitungslaserpuls trifft auf eine Schmalseite des Probenplättchens. Rechtwinklig dazu kann dadurch eine von der Probe nahezu ungestörte, vergrößerte Abbildung der laserinduzierten Materialdampf- bzw. Plasmawolke im Wechselwirkungsbereich auf eine Bildverstärkerkamera (ICCD) erfolgen [212]. Die Zeitauflösung der Methode ist durch die minimale Torbreite des elektronischen Shuttters der Kamera gegeben: $\tau_{\text{G}} \geq 5\text{--}10 \text{ ns}$.

auf die Schmalseite eines ca. 1 mm dicken Probenplättchens, erhitzt, verdampft und ionisiert dort Material, das sich als kleines Wölkchen in den atmosphärischen Halbraum hinein ausbreitet. Die Beobachtung erfolgt rechtwinklig zum Bearbeitungsstrahl und zur beaufschlagten Probenfläche. Wegen der geringen Ausdehnung der Probe in dieser Richtung, kann die Wechselwirkungszone nahezu ungestört auf die Bildverstärkerkamera abgebildet werden. Abhängig vom Zeitbereich der Beobachtung nach dem Laserpuls liegt die typische Vergrößerung bei etwa 10:1. In dieser Anordnung wird die Zeitauflösung durch die Torbreite des elektronischen Verschlusses der ICCD-Kamera bestimmt und beträgt minimal etwa 5–10 ns. Durch eine Variation der Verzögerungszeit t_{D} der Kamerabelichtung relativ zum Bearbeitungspuls kann das zeitliche Ausbreitungsverhalten der Ablationswolke sichtbar gemacht werden, Bild 3.6 (links).

In der dargestellten Form erlaubt die Lumineszenzphotografie in erster Linie die qualitative Identifikation heißer Bereiche in der Materialdampfwolke [214]. Quantitative Aussagen, beispielsweise absolute Helligkeitswerte oder die spektrale Verteilung in der Leuchterscheinung, lassen sich durch zusätzlichen Aufwand bei der Messung erschließen, z. B. durch eine Kalibrierung der Helligkeit oder über Aufnahmen mit verschiedenen Farbfiltern. Eine Bestimmung der Temperatur in der Ablationswolke auf Basis solcher spektralen Information ist ebenfalls denkbar [215].

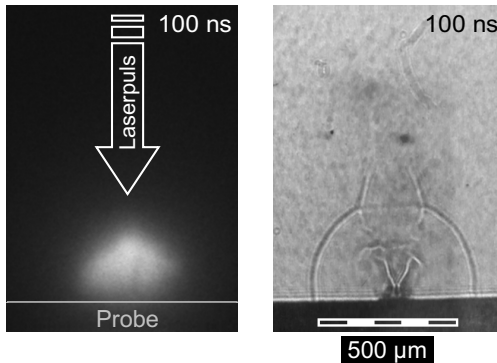


Bild 3.6: Visualisierung von Ablationswolken mit Lumineszenzphotografie (links) und Schattenfotografie (rechts). Beide Bilder wurden jeweils rund 100 ns nach dem Auftreffen eines 500-fs-Laserpulses (von oben) auf eine Aluminiumprobe (im Bild unten) aufgenommen. Das Eigenleuchten gibt die Verteilung der Temperatur im Plasma qualitativ wieder. Bei zusätzlicher Durchleuchtung mit einem kurzen Lichtpuls werden gasdynamische Stoßfronten als Hell-Dunkel-Kontraste sichtbar.

3.4.2 Schattenfotografie

Eine Erweiterung des Anwendungsspektrums ergibt sich durch eine zusätzliche rückwärtige Beleuchtung der Wechselwirkungszone, da die Beschränkung auf selbstleuchtende Untersuchungsobjekte entfällt, Bild 3.7. Opake oder teiltransparente Objekte sind als Schattenrisse klar erkennbar. Aber auch eigentlich Transparentes kann visualisiert werden, wenn es als sogenanntes Phasenobjekt in Erscheinung tritt, das über einen inhomogenen Brechungsindex zu einer variablen optischen Weglänge und damit zu ei-

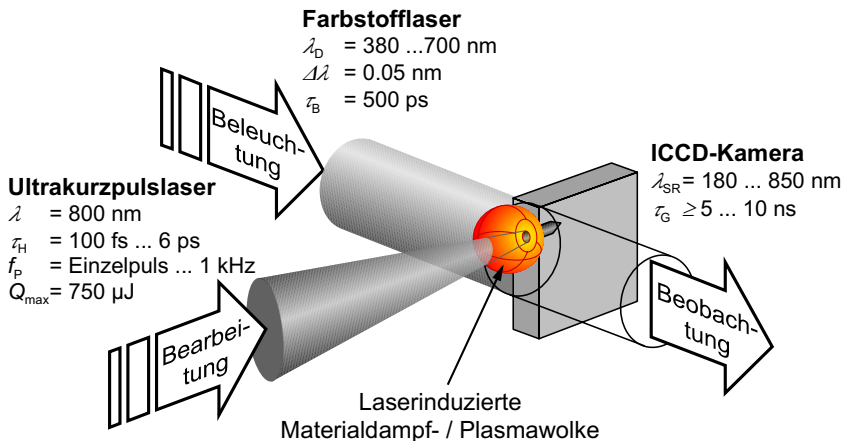


Bild 3.7: Für schattenfotografische Aufnahmen wird die Anordnung nach Bild 3.5 um eine Ausleuchtung der Wechselwirkungszone mit einem kurzen Farbstofflaserpuls erweitert, dessen Pulsdauer $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$ nun die zeitliche Auflösung bestimmt [216].

ner über den Untersuchungsbereich hinweg unterschiedlichen Phasenlage des Beleuchtungslichts führt.

Relativ einfach zu realisieren ist dies mit der Methode der Schattenfotografie. Bei einer leichten Abweichung von der optimalen Abbildung der Wechselwirkungszone auf die Kamera tritt die zweite räumliche Ableitung der Phase über den Bildausschnitt als Helligkeitsmodulation hervor [217]. Insbesondere sprunghafte Änderungen des Drucks, wie sie bei Stoßwellen in der Gasphase auftreten, lassen sich als deutliche Hell-Dunkel-Kontraste gut visualisieren, Bild 3.6 (rechts).

Die Beleuchtung über eine externe Lichtquelle hat noch weitere Vorteile. Durch die Verwendung von Lichtpulsen mit Pulsdauern unterhalb der Kameraverschlusszeit kann die Zeitauflösung der Methode deutlich verbessert werden, was speziell für hochdynamische Vorgänge wie die Ausbreitung laserinduzierter Stoßwellen von Vorteil ist [66]. Erfolgt die Beleuchtung zudem schmalbandig (Laserpulse), kann mit Hilfe eines Filters vor dem Kameradetektor das Lumineszenzlicht der Ablationswolke ausgeblendet werden, wodurch detailreiche Darstellungen der gasdynamischen Vorgänge während des gesamten Prozesses möglich werden [55]. Der im Rahmen der Arbeit eingesetzte durchstimmbare Farbstofflaser emittiert Pulse von etwa $\tau_b = 0.5$ ns Dauer mit einer spektralen Bandbreite $\Delta\lambda = 0.05$ nm [142].

Eine Variante des Verfahrens ist die Schlierenfotografie. Hierbei wird am Zwischenfokus der Abbildung mit Hilfe einer scharfen Messerschneide, der sogenannten Schlieren-Blende, ein Teil des räumlichen Spektrums des Bildes ausgeblendet. Im Bild kann dadurch auch der Gradient der Phasen- bzw. Brechungsindexverteilung sichtbar gemacht werden [126, 218]. Im Rahmen dieser Arbeit findet die Schlierenfotografie allerdings keine Verwendung.

3.4.3 Resonanzabsorptionsfotografie

Eine wichtige Fragestellung beim Abtragen mit gepulster Laserstrahlung ist die nach Ausbreitung und Verbleib von ablatiertem Material, welches als ionisiertes Plasma, als Metaldampf oder in Form größerer, zusammenhängender Partikel aus der Abtragszone abströmen kann. Zur Visualisierung des Dampfanteils hat sich die Resonanzabsorptionsfotografie, eine Erweiterung der Schattenfotografie, als äußerst nützlich erwiesen. Dazu wird die Wellenlänge der Beleuchtung so eingestellt, dass für eine gewisse atomare oder molekulare Spezies in der Dampfwolke resonante Absorption der Beleuchtungsstrahlung auftritt. Die starke Extinktion, die das Beleuchtungslicht hierbei erfährt, lässt die

Dichteverteilung der gewählten Teilchensorte deutlich als Abschattung im Bild sichtbar werden.

Gut dokumentiert ist dieser Prozess bei neutralen Aluminiumatomen, für die bei Wellenlängen von $\lambda_D = 394.4 \text{ nm}$ und 396.15 nm ein resonanter Absorptionsprozess direkt aus dem Grundzustand erreicht werden kann [55, 187, 188]. Bild 3.8 zeigt die Wellenlängenvariation in der Umgebung der resonanten Absorptionslinien, die den Übergängen $3^2P_{1/2} - 4^2S_{1/2}$ ($\lambda_D = 394.4 \text{ nm}$) und $3^2P_{3/2} - 4^2S_{1/2}$ (396.15 nm) entsprechen [219, 220]. Bei Resonanz tritt die Verteilung des ablatierten Aluminiumdampfes innerhalb des Schattenrisses der Abtragswolke deutlich hervor. Für die Experimente wurde eine Lösung von 0.3 g/l PBBO in Dioxan verwendet. Mit einem Stickstofflaser gepumpt, liegt damit der Abstimmbereich für die Wellenlänge des Farbstofflasers bei $387\text{--}422 \text{ nm}$, das Wellenlängenoptimum bei ca. 395 nm [221].

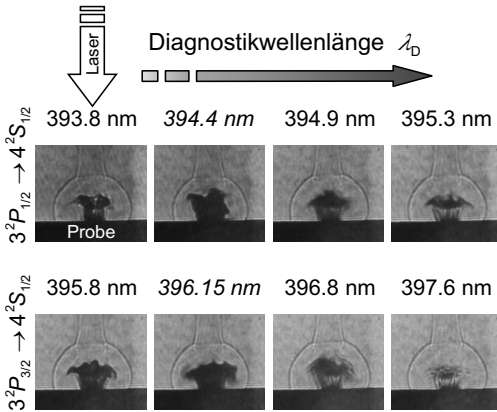


Bild 3.8: Aufnahmen der Ablationswolke bei Variation der Beleuchtungswellenlänge λ_D [216]. Schattenrisse sind bei jeder Wellenlänge sichtbar, bei Übereinstimmung mit den Übergängen $3^2P_{1/2} \rightarrow 4^2S_{1/2}$ ($\lambda_D = 394.4 \text{ nm}$) und $3^2P_{3/2} \rightarrow 4^2S_{1/2}$ (396.15 nm) tritt zusätzlich resonante Absorption an neutralen Aluminiumatomen auf [187, 220].

In ähnlicher Form könnte Resonanzabsorption auch am $3^2P_{1/2} - 3^2D_{1/2}$ -Übergang von Aluminium stattfinden. Die zugehörige Wellenlänge liegt mit 308.22 nm [222] wahrscheinlich ausreichend nahe an einer Emissionslinie des XeCl-Excimerlasers (308.18 nm) [223].

3.4.4 Streustrahlungsfotografie

Die im vorigen Abschnitt vorgestellte Methode zur Detektion von ablatiertem Material funktioniert nur, wenn die entsprechende resonant absorbierende Teilchenspezies in ausreichender Dichte im Beobachtungsgebiet vorliegt und in der Aufnahme genügend Kontrast verursacht. Wegen der zunehmenden Verdünnung des Dampfes im Laufe der

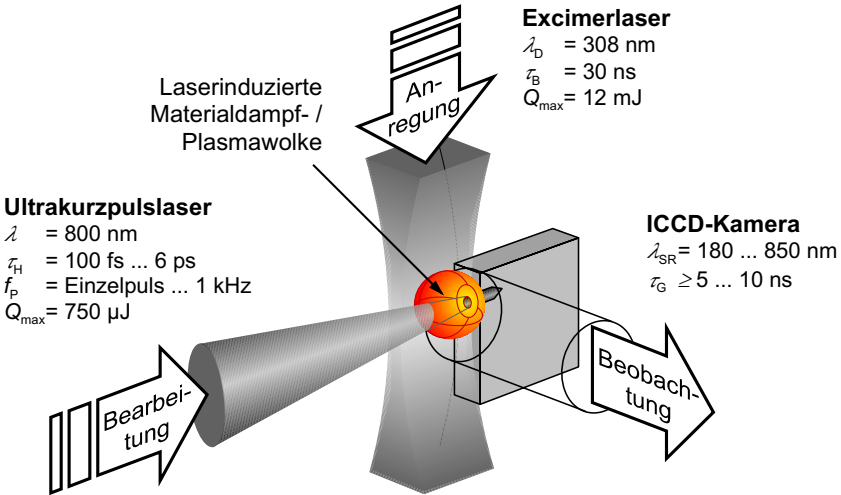


Bild 3.9: Schematische Versuchsanordnung für die Streustrahlungsfotografie. Die Beleuchtung der Wechselwirkungszone mit einem Linienfokus kurzer Wellenlänge (XeCl-Excimerlaser, $\lambda_D = 308 \text{ nm}$) erfolgt senkrecht zu den Bearbeitungs- und Beobachtungsrichtungen. Zur Aufnahme trägt nur die in einem Winkel von etwa 90° an den Teilchen der Abtragswolke gestreute Anregungsstrahlung bei [212]. Je nach Verzögerungszeit ist die Zeitauflösung durch die Kamera-Torbreite oder durch die Dauer des Excimerlaserpulses, $\tau_B \leq 30 \text{ ns}$ (FWHM), gegeben.

Ausbreitung der Ablationswolke ist dies unter den vorliegenden Bedingungen nur bis zu Verzögerungszeiten von einigen Mikrosekunden nach dem Bearbeitungspuls gewährleistet. Der Anwendungsbereich für die Visualisierung des Plasmaeigenleuchtens oder der Stoßwellen umfasst ähnlich Zeiträume. Der weitere Verbleib von Ablationsrückständen in der Atmosphäre kann nicht ermittelt werden.

Besser geeignet ist die Streustrahlungsfotografie, bei der die Wechselwirkungszone nicht entlang der Beobachtungsrichtung beleuchtet wird, sondern rechtwinklig dazu. Teilchen in der verdünnten Dampf wolke können diese Strahlung streuen und eine Abbildung ihrer Verteilung ermöglichen [224–226]. Der zu Grunde liegende Prozess der Mie-Streuung ist für kürzere Wellenlängen effizienter [103, 104]. Im Experiment wurde der Strahl eines XeCl-Excimerlasers im Bereich der Wechselwirkungszone zu einem Linienfokus von etwa $0.3 \times 6.5 \text{ mm}^2$ geformt, so dass er als Lichtschnitt den zentralen Bereich der Ablationswolke mit ultravioletter Strahlung von etwa 0.5 J/cm^2 ausleuchtete, Bild 3.9. Gestreute UV-Strahlung macht nun die Visualisierung von Dampf und kondensierten

Partikeln in der Atmosphäre über einen sehr weiten Temperatur- und Dichtebereich in der Ablationswolke und über lange Zeiträume nach dem Puls hinweg möglich [212].

3.4.5 Versuchsanordnung

Der experimentelle Aufbau für die in den Abschnitten 3.4.1 bis 3.4.4 vorgestellten abbildenden Diagnoseverfahren ist in den Grundzügen gleich, siehe Bild 3.10. Der aufgeweitete Bearbeitungslaserpuls wird mit einer Fokussieroptik von $f = 100$ mm Brennweite gebündelt, wobei die effektive F -Zahl ca. 9 beträgt. Bei 800 nm Laserwellenlänge und einer Beugungsmaßzahl von ca. 1.5–2 wird damit ein nomineller Brennfleckdurchmesser von 15–18 μm erreicht. Der Abtrag findet immer auf der Schmalseite des Probenplättchens statt, um Abbildung bzw. Ausleuchtung des Plasmaobjekts so wenig wie möglich durch Beugungseffekte an den Probenkanten zu behindern. Die Wechselwirkungszone

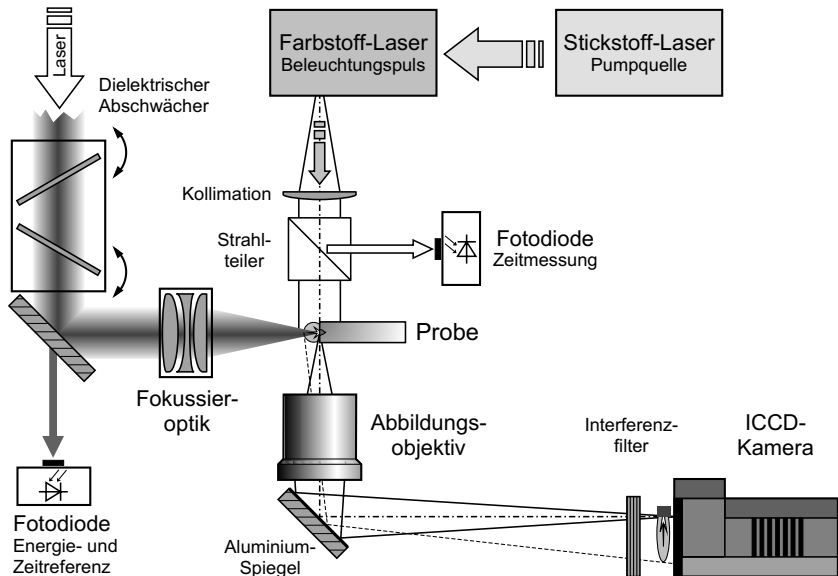


Bild 3.10: Versuchsaufbau für die bildgebenden Verfahren zur Plasmauntersuchung. Bearbeitungslaser, Materialabtrag auf dem Probenplättchen und Abbildung auf die Kamera sind für alle Anordnungen von 3.4.1 bis 3.4.4 gleich. Für die Schatten- und Resonanzabsorptionsfotografie kommt die dargestellte rückwärtige Ausleuchtung mit dem Farbstofflaserpuls hinzu. Der Strahlengang des Anregungspulses für die Streustrahlungsfotografie ist nicht dargestellt.

wird über ein kurz Brennweites, UV-taugliches Objektiv (Projektionsobjektiv für Excimerlaserbearbeitung mit $f = 47 \text{ mm}$) mit einer Vergrößerung zwischen etwa 2:1 und 10:1 direkt auf die Fotokathode der ICCD abgebildet.

Für die Schattenfotografie bzw. die Resonanzabsorptionsfotografie als spezielle Form der Schattentechnik wird die Wechselwirkungszone zusätzlich von hinten mit einem kurzen, kollimierten Lichtpuls ausgeleuchtet. Im Rahmen der Arbeit diente hierzu ein durchstimmbarer Farbstofflaser *UDL 301* der Firma *Lasertechnik Berlin (LTB)* der von einem Stickstofflaser *MSG 800* desselben Herstellers gepumpt wurde. Details zu diesem Lasersystem können Ref. [142] entnommen werden. Die Beleuchtungsanordnung wird durch einen schmalbandigen Interferenzfilter direkt vor der ICCD ergänzt. Er lässt für die Aufnahme nur das Beleuchtungslicht passieren und unterdrückt insbesondere das breitbandige Leuchten des Plasmaobjekts sowie gestreute Anteile der Bearbeitungslaserstrahlung.

Zwei schnelle Fotodioden vermessen die relativen Ankunftszeiten der Pulse von Bearbeitungs- und Beleuchtungslaser und erlauben damit unabhängig vom Jitter der Ansteuerung die genaue Bestimmung der tatsächlichen Verzögerungszeit zwischen Bearbeitungspuls und diagnostischer Aufnahme. Die Fotodiode hinter dem letzten Umlenkspiegel im Strahlengang des Bearbeitungslasers dient zusätzlich auch zur Kontrolle der Pulsenergie des bearbeitenden Pulses. Eine ausführliche Beschreibung der Versuchsanordnung insbesondere bezüglich Ansteuerung und Timing der verschiedenen diagnostischen Komponenten ist in Ref. [227] dargelegt.

Nicht dargestellt ist in Bild 3.10 der Strahlengang des anregenden Excimerlasers für die Streustrahlungsfotografie. Der Excimerlaserstrahl würde senkrecht zur Zeichenebene einfallen und wie in Bild 3.9 die Ablationswolke in Verlängerung der Probe mit einem Linienfokus ausleuchten bzw. schneiden. Geformt wird dieser Linienfokus aus dem rechteckigen Strahl des Excimerlasers durch zwei Paare von Zylinderlinsen. Sie bilden für beide Strahlachsen jeweils die Ebene des Laser-Auskoppelfensters telezentrisch auf die Wechselwirkungszone an der Probe ab. Die lange Strahlachse (7 mm am Auskoppelfenster) wird dabei in etwa 1:1 abgebildet, die kurze Strahlachse (4 mm) ca. 10-fach verkleinert.

Das Foto der Versuchsanordnung in Bild 3.11 zeigt, wie die Probe bzw. die Wechselwirkungszone aus drei rechtwinklig zueinander orientierten Raumrichtungen mit Bearbeitungs-, Beleuchtungs- und Anregungsstrahl beaufschlagt wird. Vom Excimerlaser-Strahlengang ist oberhalb der Probe noch die letzte der vier strahlformenden Zylinderlinsen zu sehen. Die Verkipfung des Probenplättchens um 45° um die Achse des Bearbeitungslaserstrahls minimiert die Abschattung, die der Excimerlaserstrahl durch die Probe selbst

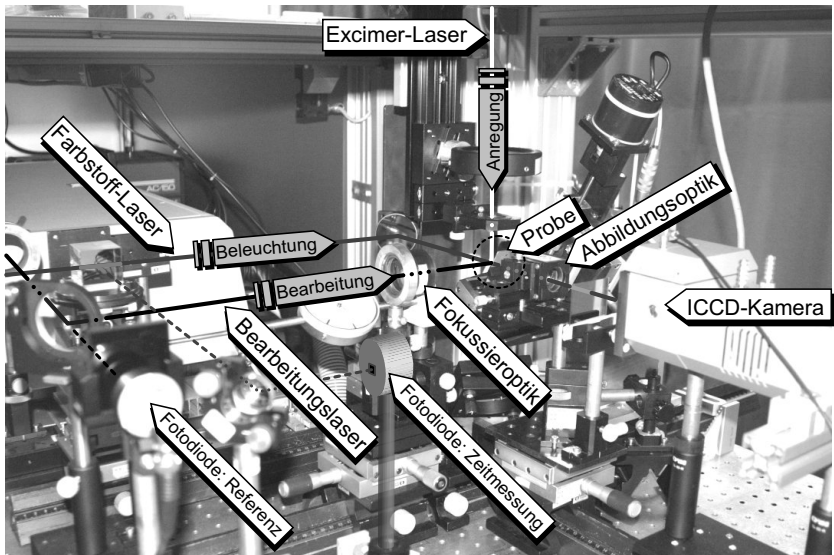


Bild 3.11: Fotografie des Kernbereichs der optischen Versuchsanordnung für die bildgebenden Plasmadiagnoseverfahren [228]. Die Laserstrahlen für Bearbeitung, rückwärtige Beleuchtung oder Streuungsanregung treffen jeweils rechtwinklig zueinander auf die Wechselwirkungszone an der Probe. Die Abbildung auf die Kamera erfolgt in direkter Verlängerung der Beleuchtung durch den Farbstofflaser.

erfahren würde, wenn er wie im Schema in Bild 3.9 dargestellt streifend an der Schmalseite entlang einfallen würde. Zugleich wird durch die Verkippung die Abbildung auf die Kamera nicht allzusehr eingeschränkt.

3.4.6 Interferometrie

Die in Kapitel 4.2 und 4.3 vorgestellten Versuche zur zeit- und ooftaufgelösten interferometrischen Untersuchung von Luftdurchbruchplasmen wurden im Rahmen einer Projektkooperation mit dem Natural Sciences Center am General Physics Institut der Russischen Akademie der Wissenschaften durchgeführt [229]. Als Strahlquelle dient das in Kapitel 3.1 beschriebene Pikosekunden-Nd:YAP-Lasersystem. Für die diagnostische Ausleuchtung wird aus dem Strahlengang ein etwa 50%-iger Anteil des Pulses ausgekoppelt; der verbleibende Puls dient zur Plasmazündung. Hierzu wird der Puls mit einem Mikroskopobjektiv ($8\times$, $NA = 0.2$, $f = 18\text{ mm}$) in Luftatmosphäre eng fo-

kussiert, wobei bei 1078 nm ein Brennfleckdurchmesser von etwa $d_f = 5 \mu\text{m}$ erzielt wird. Bei Frequenzverdopplung auf $\lambda = 539 \text{ nm}$ ist $d_f = 4 \mu\text{m}$ und die Pulsdauer beträgt $\tau_H = 22 \text{ ps}$ [230]. Für die Grundwellenlänge 1078 nm werden durch die Zündung eines schwachen Gasdurchbruchs in einem nicht evakuierten Raumfilter mittels Plasmaabsorption die Spitzenintensitäten des gaußförmigen 25-ps-Pulses abgeschnitten. Im zeitlichen Verlauf wird so annähernd ein Flat-Top-Puls mit einer vollen Halbwertsbreite von $\tau_H = 53 \text{ ps}$ erzielt [231].

Für die Ausleuchtung des Plasmaobjekts wird die andere Hälfte der Strahlung des Ausgangspulses zunächst frequenzverdoppelt und in eine Ethanol-Zelle fokussiert. Über den Mechanismus der stimulierten Raman-Rückstreuung entsteht ein mit 3 ps Dauer etwa 7-fach verkürzter Beleuchtungspuls bei 640 nm Wellenlänge [231]. Über eine optische

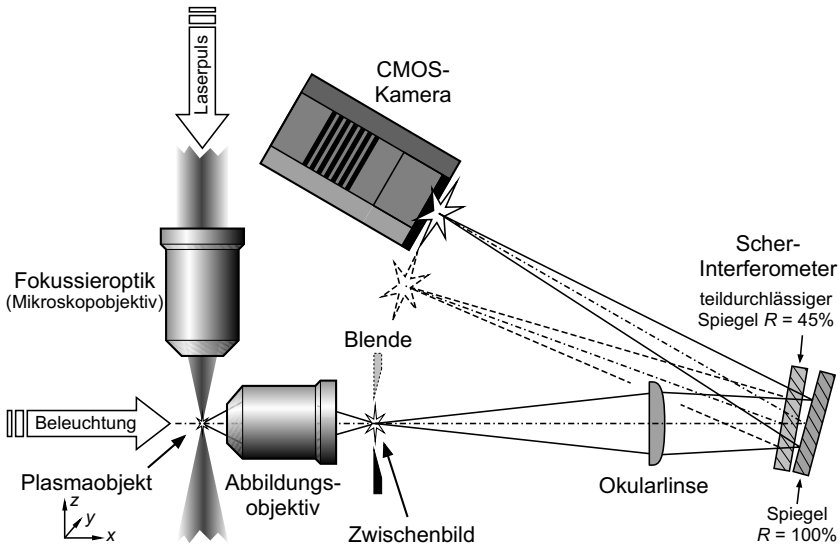


Bild 3.12: Schema der experimentellen Anordnung zur interferometrischen Plasmauntersuchung. Das vom Pikosekunden-Bearbeitungslaserpuls gezündete Plasmaobjekt wird von einem noch kürzeren Laserpuls seitlich beleuchtet und auf eine schnelle digitale Kamera abgebildet (nach [205]). Die Vergrößerung erfolgt analog dem Strahlengang eines Mikroskops in zwei Stufen. Im Scher-Interferometer generiert der teildurchlässige Spiegel eine Referenzwellenfront, mit der das am zweiten Spiegel reflektierte Bild in der Kamera-Bildebene zur Interferenz gebracht wird, vgl. Bild 3.13. Die Zeitauflösung der Versuchsanordnung ist durch die Pulsdauer des beleuchtenden Pulses gegeben: $\tau_B = 3 \text{ ps}$ [164].

Verzögerungsstrecke wird damit das lasergezündete Plasma seitlich ausgeleuchtet. Mit einem weiteren Mikroskopobjektiv (10x, $NA = 0.4$) wird das Plasmaobjekt vergrößert auf den Sensor einer digitalen CMOS-Kamera abgebildet, Bild 3.12. Der Strahlengang der Abbildung verläuft über ein Scher-Interferometer, das aus einem Paar leicht zueinander verkippter Spiegel besteht. Der hintere, hochreflektierende Spiegel generiert ein (Schatten-)Bild des Luftdurchbruchplasmas auf der Kamera, dem der vordere, teildurchlässige Spiegel einen ungestörten Teil der Wellenfront des Pulses überlagert (Referenzstrahl). Dadurch entstehen im Schattenbild zusätzlich charakteristische parallele Interferenzstreifen. Innerhalb des Plasmaobjekts erscheinen diese Streifen verschoben. Das Ausmaß der Verschiebung hängt dabei von der kumulierten optischen Phasendifferenz ab, die das Beleuchtungslicht im Objektstrahl wegen der Brechungsindexvariation im Plasma bei der Durchleuchtung erfährt, siehe Bild 3.13.

Unter Annahme einer streng zylindersymmetrischen Verteilung der Brechzahl $n(r, z)$ in einem solchen Phasenobjekt kann diese Verteilung aus der Projektion in x -Richtung zurückgerechnet werden. Aus der entlang des Weges x kumulierte Phasendifferenz in Einheiten der Beleuchtungswellenlänge

$$\Delta\bar{\Phi}(y, z) = \frac{1}{\lambda_D} \int (n(x, y, z) - n_0) dx, \quad (3.13)$$

die der relativen Streifenverschiebung im Interferogramm entspricht [142], errechnet

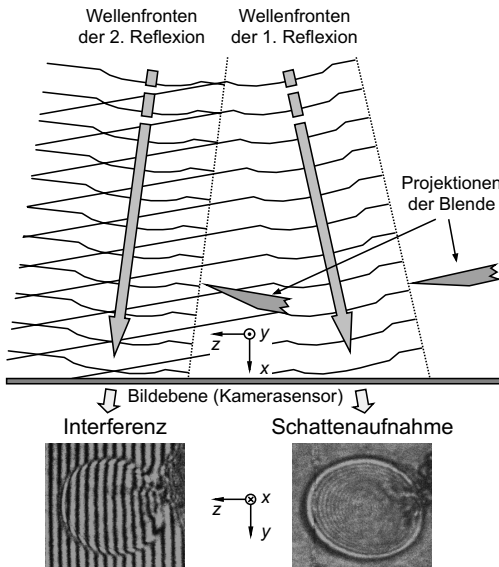


Bild 3.13: Prinzip des Scher-Interferometers aus Bild 3.12 (nach [231]). Reflexionen an Strahlteiler und Spiegel liefern je eine Objektwellenfront. Wegen der zueinander verkippten Optiken interferieren in der Bildebene die Objektwellen einer Teilreflexion mit einem ungestörten Bereich der anderen. Interferenz weiterer Wellen aus Mehrfachreflexionen wird durch eine Blende im Zwischenbild unterdrückt. Für die Reflexion am Strahlteiler entsteht eine reine Schattenaufnahme (rechts), für die Reflexion am Spiegel zusätzlich ein Interferogramm (links).

sich mit Hilfe des mathematischen Verfahrens einer Abel-Inversion [232]

$$h(y) = 2 \int_y^R \frac{f(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \iff f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dh(y)}{dy} \bigg|_{y'} \frac{dy'}{\sqrt{y'^2 - r^2}} \quad (3.14)$$

die radiale Brechzahlverteilung im Phasenobjekt [231]:

$$n(r, z) = n_0 - \frac{\lambda_D}{\pi} \int_r^R \frac{d(\Delta \bar{\Phi}(y, z))}{dy} \bigg|_{y'} \frac{dy'}{\sqrt{y'^2 - r^2}}. \quad (3.15)$$

Dabei ist R die maximale radiale Ausdehnung des Plasmaobjekts und n_0 die Brechzahl der umgebenden Atmosphäre ($n_0 = 1.00028$ für Luft unter Normalbedingungen).

Einem einfachen Modell der Wechselwirkung zwischen Strahlungsfeld und freien Elektronen zufolge³ ist der elektronische Anteil der Refraktivität, d. h. die Absenkung der Brechzahl ($n_e - 1$) auf Grund von freien Elektronen im Plasma, direkt zur Anzahldichte der Elektronen proportional [55, 94, 142]:

$$(n_e - 1) \approx -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 m_e c_0^2} \lambda_D^2 N_e \quad (3.16)$$

$$= -4.48 \times 10^{-16} \text{ m} \times \lambda_D^2 N_e. \quad (3.17)$$

Mit (3.15) und (3.17) kann direkt die räumliche Verteilung der Elektronendichte aus der Streifenverschiebung im Interferogramm bestimmt werden. Beispiele hierzu sind die Verteilungen in Bild 2.7.

³Lorentzsches Oszillatormodell mit Drude-Theorie

4 Luftdurchbruch und nichtlineare Wechselwirkung

4.1 Gasdurchbruch im Fokus ultrakurzer Laserpulse

Wie bereits in den Abschnitten 2.2.2.3 und 2.2.2.4 beschrieben, führt ein ultrakurz gepulster Laserstrahl, der in Umgebungsatmosphäre fokussiert wird, leicht zu einem dielektrischen Durchbruch im Gas. Dabei erzeugt jeder Puls eine kleine, kurzlebige Plasmawolke, die sich dem Beobachter durch ihre optische Emission manifestiert. Das Auftreten dieser Plasmaemission mit steigender Leistungsdichte im Fokus kann als Schwelle für den optisch induzierten Luftdurchbruch betrachtet werden. Gemäß Bild 4.1 folgt die zugehörige Trendgerade mit einer Steigung von -0.48 praktisch einer $\frac{1}{\sqrt{\tau_H}}$ -Gesetzmäßigkeit. Bezogen auf die Energiedichte gilt demnach eine Abhängigkeit der Schwelle H_S^* von der Quadratwurzel der Pulsdauer τ_H .

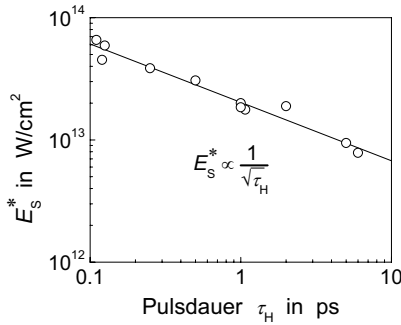


Bild 4.1: Pulsdauerabhängigkeit der auf die Leistungsdichte bezogenen Schwelle E_S^* für einen Luftdurchbruch (Detektion der optischen Emission) bei 800-nm-Pulsen in Umgebungsatmosphäre ($p_{\text{Luft}} = 970 \text{ hPa}$) [155, 233]. Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$.

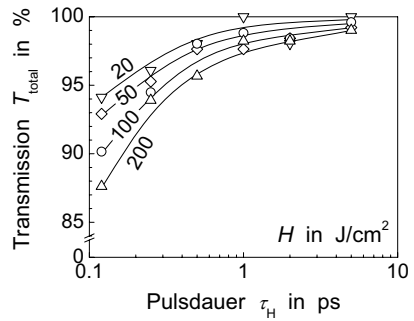


Bild 4.2: Energietransmission T_{total} durch einen Luftdurchbruch für ultrakurze Pulse in Abhängigkeit von Pulsdauer und Energiedichte [233]. Messwerte nahe 100% sind stark fehlerbehaftet, so dass die Trendlinien unabhängig von einzelnen Messpunkten den wahrscheinlichsten Kurvenverlauf angeben ($\lambda = 800 \text{ nm}$, Fokussierbedingungen: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

Die Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas im optischen Gasdurchbruch geht mit einem Energieverlust für den Laserpuls einher. Bild 4.2 zeigt den transmittierten Energieanteil von Laserpulsen beim Durchgang durch den von ihnen hervorgerufenen Luftdurchbruch bei verschiedenen Pulsdauern und Energiedichten. Während bei 5-ps-Pulsen und kleinen Energiedichten nahezu 100% Transmission zu verzeichnen sind, steigen für kürzere und energiereichere Laserpulse die Energieverluste im Fokus auf über 10% an. Dieses Ergebnis deckt sich mit der zuvor genannten Pulsdauerabhängigkeit der Energiedichteschwelle H_S^* für den optisch induzierten dielektrischen Gasdurchbruch: mit sinkender Energiedichteschwelle für den Durchbruch im Femtosekunden-Regime nimmt für konstante Pulsenergie auch die sichtbare Plasmaemission zu und belegt die Bildung eines deutlich energiereicheren Plasmas.

Die Intensität von Luftdurchbrüchen kann auch anhand der gasdynamischen Wirkung der von ihnen gezündeten Plasmen bestimmt werden. Die schnelle Plasmaexpansion verursacht starke Stoßwellen in der Gasatmosphäre, die auf Nanosekunden-Zeitskalen mittels Schattenfotografien visualisiert werden können. Die Aufnahmen in Bild 4.3 wurden bei konstanter Pulsenergie für verschiedene Pulsdauern im Femto- und niedrigen Piko-

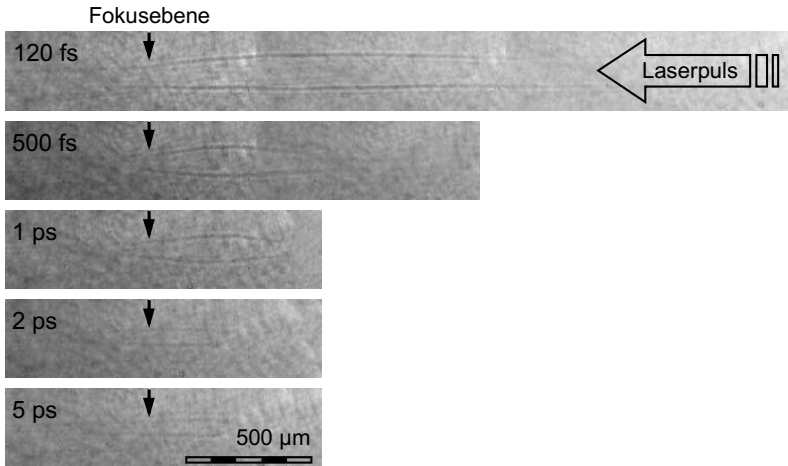


Bild 4.3: Schattenbilder der von laser-induzierten dielektrischen Durchbrüchen verursachten gasdynamischen Stoßwellen in Luftatmosphäre für unterschiedlichen Pulsdauern von 120 fs bis 5 ps. Der Laserpuls fällt von rechts ein, die nominelle Fokusebene ist durch Pfeile gekennzeichnet. Die Aufnahmen stellen jeweils Momentaufnahmen rund 35 ns nach dem Laserpuls dar [89] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ µJ, $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ µm, $H = 280$ J/cm², $p_{\text{Luft}} = 950$ hPa).

sekundenbereich erzielt. Sie zeigen die Ausdehnung der Stoßfronten jeweils etwa 35 ns nach dem Laserpuls. Hervorgerufen durch Luftdurchbruch-Filamente von bestimmter Länge, weisen die Stoßwellen während ihrer Ausbreitung praktisch keinerlei Längenänderung auf. Bei vergleichbaren Energiedichten im Fokus fällt der Durchbruch im Femtosekundenbereich aber erheblich heftiger aus als für Pikosekundenpulse, wobei Filamentlängen von bis über 2 mm beobachtet werden. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass speziell für die kürzesten Pulsdauern das Durchbruch-Plasma trotz seiner Länge fast ausschließlich vor der nominellen Fokusebene auftritt.

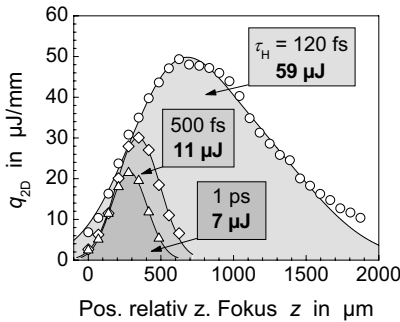


Bild 4.4: In Luftdurchbruch-Stoßwellen deponierte Streckenenergie q_{2D} gemäß einer Sedov-Taylor-Analyse der radialen Stoßfrontausbreitung für 120-fs-, 500-fs- und 1-ps-Pulse (nach [227, 234]). Aus der Integration von $q_{2D}(z)$ entlang des Laserstrahls ergeben sich die dargestellten Gesamtenergieinhalte der Stoßwellen ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μJ, $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ μm, $H = 280$ J/cm², $p_{\text{Luft}} = 950$ hPa).

Die klar geometrische Ausprägung der Stoßfronten legen nahe, eine Bestimmung der Energieinhalte der Stoßwellen auf Basis der Theorie der gasdynamischen Stoßwellenausbreitung durchzuführen. Die Stoßwelle des Luftdurchbruchs kann dabei in guter Näherung als zylinderförmig von einer (unendlichen) Linienquelle ausgehend betrachtet werden. Das Weg-Zeit-Gesetz der radialen Ausbreitung liefert dann gemäß (2.6) die auf der Zylinderachse zum Zeitpunkt $t = 0$ pro Längeneinheit freigesetzte Energie¹. Wird eine derartige Auswertung an unterschiedlichen Positionen der realen Luftdurchbruchstoßwellen durchgeführt, so ergeben sich die in Bild 4.4 dargestellten Verteilungen der Streckenenergie-Deposition im Luftdurchbruch. Durch eine Integration über diese Verteilungen entlang der Strahlausbreitungsrichtung wird die gesamte im Durchbruch gespeicherte gasdynamische Energie bestimmbar. Hierzu wurden die Verteilungen mit Gauß-Kurven (500-fs- und 1-ps-Daten) bzw. mit zwei additiv überlagerte Gauß-Verteilungen (120 fs) angenähert und deren Flächeninhalte bestimmt. Die integrierten Stoßwellenenergien reichen von rund 7 μJ bei 1-ps-Pulsen bis fast 60 μJ für die 120-fs-Pulse.

¹In Anlehnung an Tabelle A.1 wurden jeweils nur Reichweitedaten bis ca. 100 ns nach dem Laserpuls berücksichtigt. Ebenso wurden die stärker fehlerbehafteten frühen Datenpunkte bis etwa 20 ns ausgeklammert. Für die Datenpunkte jenseits $z = 1600$ μm konnten diese Bedingungen nicht eingehalten werden; sie überschätzen den Wert von q_{2D} und wurden in nachfolgende Auswertungen nicht einbezogen.

Demnach kann der Energieverlust im Luftdurchbruch bei den kürzesten Pulsen bis zu 12 % der gesamten Pulsenergie betragen, wohingegen bei 500-fs- und 1-ps-Pulsen nur 2.3 % (11.4 μ J) bzw. 1.4 % (6.8 μ J) der Energie in die gasdynamische Ausbreitung der Stoßwelle übertragen wird. Diese Ergebnisse stimmen sehr gut mit den in Bild 4.2 dargestellten Transmissionsverlusten überein. Der Vergleich zeigt zudem, dass die Stoßwellen den Verbleib eines Großteils der Energieverluste im Luftdurchbruch erklären können.

4.2 Entstehung des Luftdurchbruchs

Die in den vorigen Abschnitten vorgestellten Ergebnisse beschreiben den Luftdurchbruch bei ultrakurzen Laserpulsen entweder zeitlich integral oder in einem Zeitbereich lange nach Pulsende. Über die eigentliche Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Atmosphärgas während der Puls noch andauert, können die verwendeten Methoden keinen direkten Aufschluss geben. Dabei ist dieses frühe Stadium der Entwicklung eines optischen Gasdurchbruchs von besonderer Bedeutung für das Verständnis des Phänomens.

Die für die Aufnahmen in Bild 4.3 verwendete Versuchsanordnung (vgl. Kapitel 3.4.5) ist wegen der Zeitauflösung im Nanosekundenbereich, die sich durch den Einsatz einer separaten Beleuchtungsstrahlquelle ergibt, nicht zur Untersuchung des frühen Stadiums der Bildung eines optischen Gasdurchbruchs geeignet. Notwendig ist vielmehr wie in Kapitel 3.4.6 beschrieben die direkte Verwendung eines Teils des Laserpulses zur Beleuchtung. Ein mittels Frequenzverdopplung und nichtlinearer stimulierter Raman-Rückstreuung von 25 ps auf rund 3 ps Dauer verkürzter und auf 640 nm wellenlängenkonvertierter Beleuchtungspuls durchläuft eine optische Verzögerungstrecke und macht so eine Pikosekunden-Zeitauflösung im Experiment möglich. Die mit dieser *Pump- and Probe*-Anordnung gewonnenen interferometrischen Aufnahmen erlauben daher, die Entstehung eines Luftdurchbruchplasmas auf einer Pikosekundenzeitskala direkt zu visualisieren [231].

In einer zeitlichen Abfolge von Interferogrammen zeigt Bild 4.5 die Ausbreitung eines Luftdurchbruchs im Pikosekunden-Zeitregime. Besonders augenfällig ist, dass aus dem zu Beginn entstandenen dünnen Luftdurchbruchsfilament nach einiger Zeit ein klar zweigeteiltes Plasmaobjekt hervorgeht. Auf der laserzugewandten Seite dehnt sich das Plasma mit andauerndem Laserpuls in radialer Richtung stetig weiter aus, im abgewandten Teil kommt diese Ausbreitung nach einigen wenigen Pikosekunden im Wesentlichen zum Erliegen. Zur Veranschaulichung sind in Bild 4.6 die Durchmesser des Filaments

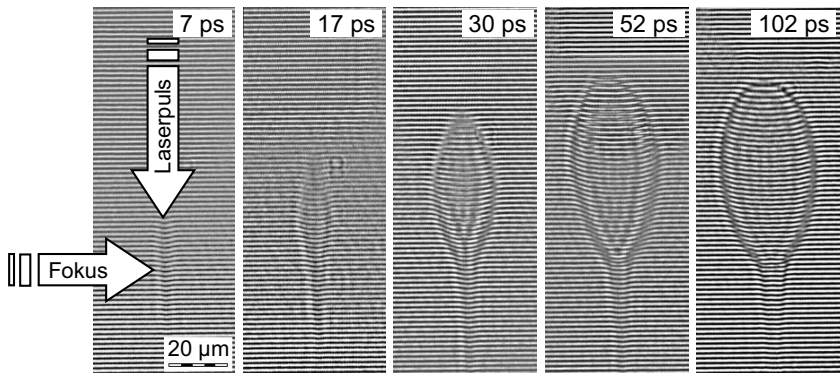


Bild 4.5: Zeitsequenz der Entwicklung eines dielektrischen Durchbruchs in Luft-Atmosphäre für 53-ps-Pulse bei 1078 nm Wellenlänge ($d_f = 5 \mu\text{m}$, $\hat{E} = 1.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$). Die Aufnahme der Interferogramme erfolgte mit 3-ps-Pulsen bei 640 nm Wellenlänge (nach [231]). Die Einfallrichtung der Laserstrahlung und die Lage des Fokus sind in allen Teilbildern identisch. Die Zeitangaben beziehen sich auf den Zeitpunkt $t = 0$, zu dem die Laserleistungsdichte im Fokus die Schwelle E_s^* für den Luftdurchbruch erstmalig überschreitet.

und der Verdickung im laserzugewandten Plasmabereich über der Zeit nach Pulsbeginn aufgetragen. Beim Vergleich mit dem ebenfalls dargestellten zeitliche Verlauf des Bearbeitungspulses wird deutlich, dass sich die Verdickung über die gesamte Pulsdauer hinweg mit konstanter Radialgeschwindigkeit von rund $v_r = 600 \text{ km/s}$ ausbreitet. Unmittelbar nach Pulsende jedoch fällt die Geschwindigkeit auf ein mit 30 km/s deutlich geringeres Niveau ab. Die radiale Ausbreitung des Filaments erfolgt dagegen nur ungefähr 10 ps lang vergleichbar schnell wie die der Verdickung. Schon ab diesem erheblich früheren Zeitpunkt verläuft sie dann mit einer geringeren Geschwindigkeit von 20 km/s . Es wird vermutet, dass ab dieser Zeit eine starke Laser-Plasma-Kopplung zu deutlicher Absorption im Luftdurchbruchplasma führt. Dadurch wird zum einen auf der der Laserstrahlung zugewandten Seite des Plasmas Energie deponiert, welche die weitere schnelle Ausbreitung des Plasmas antreibt. Zum anderen wird die laserabgewandte Filamentenseite vor weiterer Strahlung abgeschirmt, so dass nur noch ein erheblich gebremstes Anwachsen beobachtet wird. Mit Pulsende fehlt auch der Plasmaregion vor dem Fokus die antreibende Energiezufuhr, v_r fällt auf ein der Filamentausdehnung vergleichbares Geschwindigkeitsniveau zurück.

Eine Bestätigung erfährt diese Absorptionshypothese durch den in Bild 4.7 gezeigten Vergleich der Plasmadurchmesserentwicklung für Pumppulse der zweiten Harmoni-

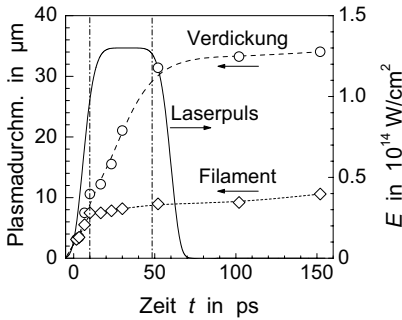


Bild 4.6: Durchmesser des Laserplasmas im Luftdurchbruch aus Bild 4.5, gemessen in der laserzugewandten Verdickung (Kreise) sowie im laserabgewandten Filament (Rauten) [231]. Zum Vergleich ist der zeitliche Verlauf der Laserpulses dargestellt ($\tau_H = 53$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $d_f = 5$ μ m, $\hat{E} = 1.3 \times 10^{14}$ W/cm²).

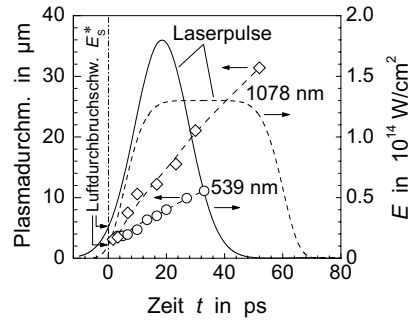


Bild 4.7: Entwicklung der Durchmesser der Verdickungen von Luftdurchbrüchen bei Wellenlängen von 1078 nm ($\tau_H = 53$ ps, $d_f = 5$ μ m, $\hat{E} = 1.3 \times 10^{14}$ W/cm²) und 539 nm ($\tau_H = 22$ ps, $d_f = 4$ μ m, $\hat{E} = 1.8 \times 10^{14}$ W/cm²). Zum Vergleich ist der Verlauf der zugehörigen Laserpulse angegeben. Die sichtbare Plasmaausbreitung beginnt nach Erreichen der Durchbruchsschwellen E_S^* bei $t = 0$ [205].

schen (539 nm) mit denen der Grundwellenlänge (1078 nm). Bei vergleichbarem Intensitätsverlauf zu Pulsbeginn und sogar höherer Spitzenintensität verläuft die radiale Ausbreitung der Plasmaverdickung bei grüner Laserstrahlung mit $v_r = 300$ km/s gerade mal halb so schnell wie bei infraroter. Für diesen Unterschied könnte die stärkere Absorption längerwelliger Strahlung in Plasmen beispielsweise durch inverse Bremsstrahlung und Photoionisation verantwortlich sein, vgl. Kapitel 2.2.1. Anhand der in Bild 4.7 ebenfalls dargestellten Laserpulsverläufe wird diese Wellenlängenabhängigkeit noch deutlicher. Zum Zeitpunkt $t = 0$, wenn also gemäß obiger Definition zum ersten Mal ein Plasma sichtbar wird, werden für die 1078-nm- und 539-nm-Strahlung unterschiedliche Leistungsdichten erreicht, die gerade der jeweiligen Luftdurchbruchschwelle entsprechen. Diese liegt auf Grund der schwächeren Laser–Plasma-Kopplung für die grüne höher als für die infrarote Wellenlänge.

Zur Überprüfung der Vorstellung einer zwar wellenlängenabhängigen, doch ansonsten festen Durchbruchschwelle wurden in Bild 4.8, links für zwei 539-nm-Pulse unterschiedlicher Spitzenleistung die Zeiten bestimmt, für die sich die Phasenobjekte des Luftdurchbruchs im Interferogramm in identischer Größe zeigen. Der zugehörige Verlauf der Leistungsdichten (rechts) zeigt, dass die Interferogramme jeweils einige wenige Pikosekunden nach dem Erreichen der zu $E_S^* = 2.6 \times 10^{13}$ W/cm² bestimmten Durch-

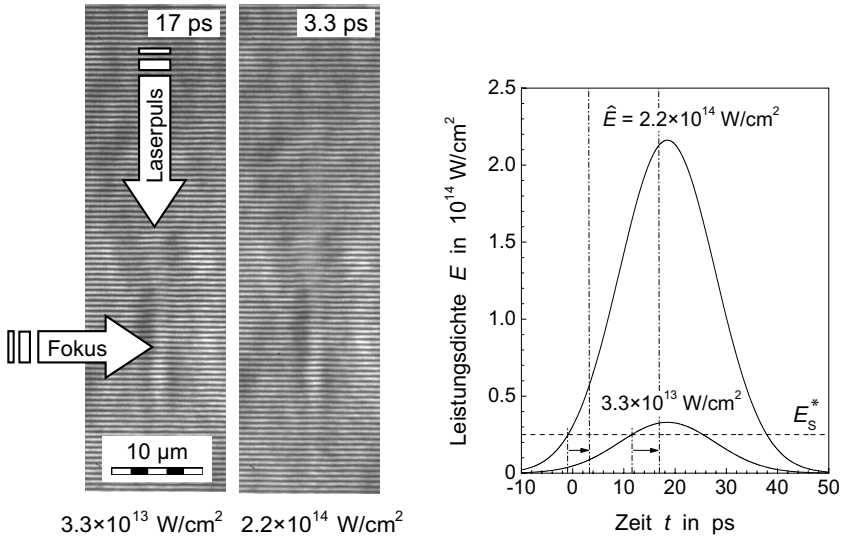


Bild 4.8: Zeitliches Auftreten eines Luftdurchbruchs bei verschiedenen Leistungsdichten (nach [205, 230, 235]). Die Aufnahmezeiten der Interferogramme (links) sind so gewählt, dass sich der Luftdurchbruch zu gleicher Größe entwickelt hat. Anders als in Bild 4.7 gibt $t = 0$ hier nicht den Zeitpunkt des ersten Auftretens eines sichtbaren Plasmas wieder. Stattdessen zeigt der Vergleich mit dem Leistungsdichteverlauf der Pulse (rechts), dass die Aufnahmen rund 5.5 ps ($\hat{E} = 3.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$) bzw. 4–4.5 ps ($\hat{E} = 2.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) nach dem jeweiligen Überschreiten der Schwellintensität E_S^* erfolgt sind ($E_S^* = 2.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $\lambda = 539 \text{ nm}$, $\tau_H = 22 \text{ ps}$, $d_f = 4 \mu\text{m}$).

bruchschwelle aufgenommen sind, was die Hypothese einer konstanten Schwellintensität zunächst bestätigt. Ihr widerspricht auch die etwas längere Verzögerung bis zum Erreichen eines Durchbruchobjekts der vorgegebenen Größe für den Puls mit kleinerer Intensität nicht – sie liegt im deutlich flacheren Intensitätsverlauf des schwächeren Laserpulses nach Überschreiten der Schwelle begründet.

Betrachtet man jedoch die „Historie“ der Pulsverläufe bis zum Durchbruch, so entspricht der Verlauf des intensiveren Laserpulses einem fiktiven, gerade die Schwelle erreichenden Puls von 7 ps voller Halbwertsbreite, während sich bei der geringeren Leistungsdichte eine fiktive Pulsdauer von ca. 12 ps für die Anstiegsflanke bis E_S^* ergibt. Gemäß der in Bild 4.1 gezeigten $\frac{1}{\sqrt{\tau_H}}$ -Abhängigkeit der Schwellleistungsdichte von der Pulsdauer sollten sich somit für die beiden Laserpulse unterschiedliche Schwellintensitäten ergeben. Die Schwelle für den intensiveren Puls müsste die des schwächeren um etwa

Faktor 1.3 übertreffen und sollte etwa $3.4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ betragen. Die Differenz der Verzögerungszeiten für die Aufnahmen in Bild 4.8, links ab Überschreiten der jeweiligen Schwellleistungsdichten würde mit 5.5 ps zu 2.5 ps noch etwas anwachsen. Im Hinblick auf das zeitliche Auflösungsvermögen der Messungen (Beleuchtungsdauer rund 3 ps) und auf obige Argumentation bezüglich des unterschiedlichen Intensitätsverlaufs nach Überschreiten der Schwellen sollte diese Abweichung aber noch kein Grund sein, die Vorstellung einer pulsdauerabhängigen Schwellleistungsdichte E_S^* gemäß Bild 4.1 zu

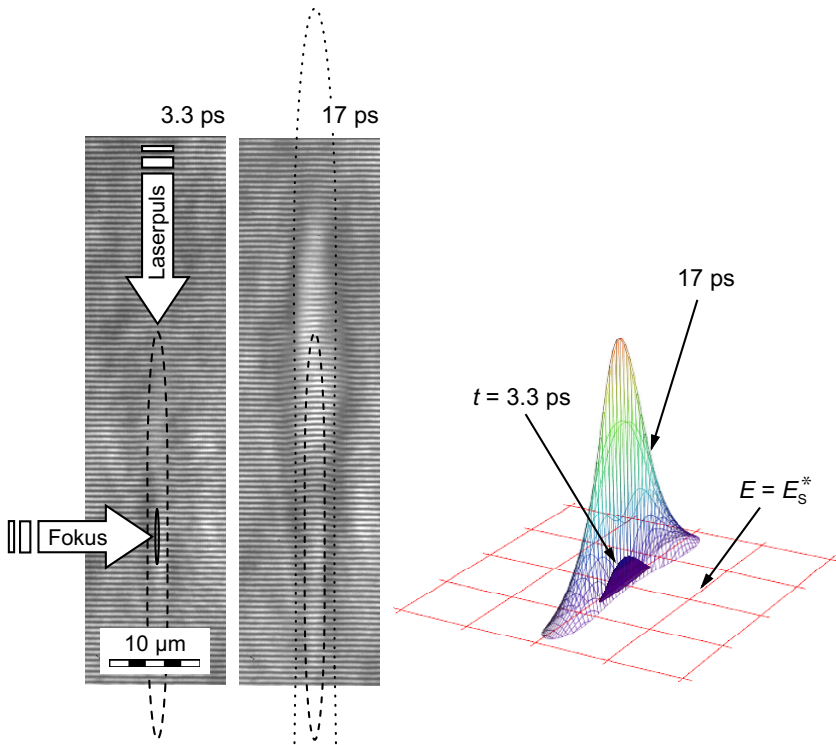


Bild 4.9: Darstellung des räumlichen Auftretens eines Luftdurchbruchs durch Aufnahmen zu unterschiedlichen Zeiten nach Pulsbeginn (nach [205]). In die Interferogramme (links) sind berechnete Isophoten mit $E = E_S^*$ für den Zeitpunkt $t = 0$ des erstmaligen Überschreitens der Schwelle E_S^* (durchgezogen) sowie für $t = 3.3 \text{ ps}$ (gestrichelt) und 17 ps (gepunktet) eingezeichnet. Die zugehörigen berechneten räumlichen Leistungsdichteverteilungen oberhalb der Schwelle sind rechts dargestellt ($\lambda = 539 \text{ nm}$, $\tau_H = 22 \text{ ps}$, $d_f = 4 \mu\text{m}$, $\hat{E} = 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $E_S^* = 2.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$).

revidieren. Bestätigt wird durch Bild 4.8 in jedem Fall, dass ein Luftdurchbruch erst dann stattfindet, wenn eine entsprechende Schwelle überschritten wird [230, 235].

Durch eine Analyse des räumlichen Auftretens des Plasmas kann ein weiterer Nachweis des Luftdurchbruchs als intensitätsabhängiges Phänomen erbracht werden. Bild 4.9 zeigt rechts Aufnahmen eines Plasmaobjekts, die bei gleicher Pulsspitzenleistungsdichte $\hat{E} = 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, aber zu unterschiedlichen Verzögerungszeitpunkten gewonnen wurden. Zum Vergleich sind die zugehörigen berechneten Isophoten (Linien gleicher Leistungsdichte) für die Schwellintensität E_S^* zu verschiedenen Zeitpunkten eingetragen. Aus ihnen ist zum einen ersichtlich, dass der Durchbruch in der Tat zunächst in der unmittelbaren Umgebung des Fokus erfolgt und mit fortschreitendem Puls vor allem längs der Strahlachse schnell anwächst. Die Isophotenkontur entspricht 3.3 ps nach Auftreten des Durchbruchs mit etwa $45 \mu\text{m}$ Länge ungefähr der doppelten Rayleigh-Länge ($2z_R = 47 \mu\text{m}$), die Kontur für 17 ps mit $4 \mu\text{m}$ Breite in der Fokusebene etwa dem Durchmesser des Brennflecks. Rechts zeigt Bild 4.9 eine berechnete räumliche Darstellung der Leistungsdichteverteilungen im Fokus zu den beiden späteren der links gezeigten Zeitpunkte. Aufgetragen ist jeweils die Leistungsdichte oberhalb der Schwellintensität ($E \geq E_S^*$) für einen Laserstrahl im gaußschen Grundmode.

4.3 Luftdurchbruch als hochionisiertes Plasma

Aus interferometrischen Aufnahmen des Luftdurchbruchs lassen sich Aussagen über Plasmaparameter ableiten. Bild 4.10 zeigt das Prinzip der Auswertung von Verschiebungen der Interferenzstreifen gegenüber ihrer Referenzlage (waagerechte Streifen) zur Bestimmung der Brechzahlverteilung im Plasma. Eine Verschiebung um einen Streifenabstand ergibt sich gerade dann, wenn das Licht des Diagnoselasers beim Durchgang durch das Phasenobjekt eine Änderung der optischen Weglänge um eine Wellenlänge erfährt. Dieser Phasenunterschied rührt von einer inhomogenen Brechungsindexverteilung im Plasma selbst her, die sich bei radialsymmetrischen Objekten durch eine mathematische Transformation aus der Gangunterschiedsverteilung rückgewinnen lässt (vgl. Kapitel 3.4.6). Die Streifenverschiebung ist im Interferogramm über eine analytische Funktion angenähert worden, aus der wiederum die Radialverteilung der Brechzahl errechnet wurde. Es zeigt sich, dass der Brechungsindex überall im Plasma unter den Wert der Umgebungsatmosphäre ($n_0 = 1.00028$) sinkt. Ein solches Absinken der Brechzahl kann in aller Regel mit dem Vorhandensein freier Elektronen im entsprechenden Raumgebiet identifiziert werden, wobei der hier erreichte Minimalwert von rund 0.94 auf eine extrem hohe Elektronendichte im Zentralbereich des Plasmaobjektes hinweist.

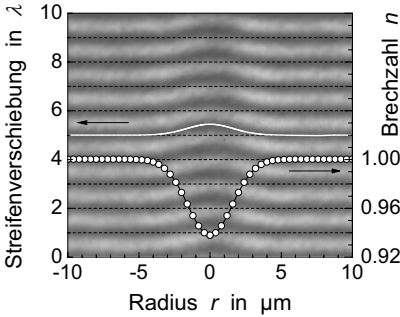


Bild 4.10: Auswertung der Streifenverschiebung im Interferogramm durch eine analytische Näherungsfunktion (volle Symbole) [231]. Unter Annahme eines radialsymmetrischen Problems mit Hilfe der Abel-Inversion daraus gewonnene Radialverteilung des Brechungsindex im Plasma (offene Symbole).

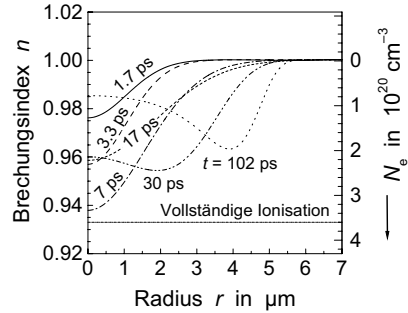


Bild 4.11: Radiale Brechungsindexabhängigkeit und die zu Grunde liegenden Verteilungen der Elektronendichte im Plasma zu verschiedenen Zeitpunkten ab Pulsbeginn [231]. Auswertung der Streifenverschiebung in Interferogrammen gemäß Bild 4.10, jeweils für das Filament am Übergang zur laserzugewandten Verdickung ($\tau_H = 53$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $d_f = 5$ μ m, $\hat{E} = 1.3 \times 10^{14}$ W/cm²).

Eine genauere Analyse der radialen Brechungsindexverteilung im Übergangsbereich zwischen Filament und Plasmaverdickung ist in Bild 4.11 für den Luftdurchbruch eines 1078-nm-Laserpulses zu sechs verschiedenen Zeitpunkten nach Pulsbeginn aufgetragen. Danach entwickelt sich die stärkste Brechzahlabsenkung von 0.94 schon innerhalb der ersten Pikosekunden auf der Symmetrieachse des Plasmas. Mit zunehmender Verbreiterung des Objekts bewegt sich das Minimum der Brechzahl von der Achse weg in den Randbereich der Verteilung. Dabei geht der Absolutbetrag der Absenkung langsam zurück, doch selbst rund 50 ps nach Pulsende finden sich noch Werte bis hinunter zu 0.96. Nach (3.17) ist die Absenkung der Brechzahl ($n_e - 1$) direkt der Anzahldichte der freien Elektronen im Plasma proportional. Für 7 ps Verzögerungszeit treten Elektronendichten bis $3.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ im Filament auf. Dieser Wert liegt noch immer um rund Faktor drei unterhalb der kritischen Dichte $N_{c,1078\text{nm}} = 9.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ für die Wellenlänge des Pumpimpulses und fast eine Größenordnung unter der für den Diagnosepuls ($N_{c,640\text{nm}} = 2.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), so dass das Plasma zu jedem Zeitpunkt für die eingesetzte Strahlung transparent ist. Ein Vergleich der Elektronendichte mit der Anzahldichte aller bei 20° C und 1000 hPa Druck im entsprechenden Gasvolumen überhaupt vorliegenden Elektronen ergibt mit einer Moleküldichte von $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer mittleren Elektronenzahl pro Molekül von 14.4 (Luft: 80% N₂, 20% O₂) eine Gesamtelektronendichte von $3.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, die nur geringfügig über den höchsten gemessenen Werten

liegt. Demnach müssten die Ionen im Gas des Luftdurchbruchs praktisch aller Elektronen beraubt sein. Dieser Schluss soll jedoch nur mit Einschränkung gezogen werden. Es wäre zunächst zu prüfen, ob das dem Formalismus der Elektronendichtebestimmung zu Grunde liegende Lorentzsche Oszillatormodell und die Verknüpfung der elektronischen Bewegungsgleichungen an die optischen Eigenschaften des Plasmas über die Drude-Theorie unter diesen extremen Bedingungen überhaupt noch Gültigkeit besitzt.

4.4 Fernfeld-Strahlprofile fokussierter ultrakurzer Pulse

Bei der Fokussierung ultrakurzer Laserpulse kann es im Luftdurchbruch zu einer Reihe von nichtlinearen Phänomenen kommen. Sie führen beispielsweise zu einer starken Aufweitung und Deformation des Strahlprofils im Fernfeld hinter dem Luftdurchbruchplasma wie in Bild 4.12 für 105-fs-Pulse bei 800 nm Wellenlänge zu sehen ist. Bei linearer Polarisation der Laserstrahlung können vielfarbige Ringstrukturen um einen zentralen, blauen Fleck herum beobachtet werden. Mit steigender Leistungsdichte des Strahls wachsen die Profile stark an, gleichzeitig treten zunehmend kürzere Wellenlängen in den Randbereichen der Ringe auf. Für die hohe in Bild 4.12 dargestellte Energiedichte entspricht die Größe des blauen Zentrums ungefähr der eines ungestörten Strahlprofils; die Ausdehnung der Ringstruktur übersteigt den ursprünglichen Divergenzwinkel jedoch bei weitem. Die Farbenpracht der Ringmuster, insbesondere bei hohen Energiedichten, weist auf einen Prozess für breitbandige, nichtlineare Wellenlängenkonversion in der Fokusregion hin. Der zentrale blaue Fleck tritt bei zirkular polarisiertem Laserstrahl nicht auf. Er rührt von Strahlung der dritten Harmonischen bei einer Wellenlänge von 266 nm her, die nur für lineare Polarisation durch nichtlineare Frequenzverdreifachung im Atmosphären gas entstehen kann. Sie ruft eine sichtbare blaue Fluoreszenzerscheinung auf dem Papierschirm hervor. Im Gegensatz zum blauen Zentrum erscheint die Polarisationsabhängigkeit der farbigen Ringe geringer ausgeprägt.

Das Phänomen der Strahldeformation und -aufweitung bei fokussierten Femtosekunden-Laserpulsen ist für Strahlkaustiken von einigen Metern Länge und bei hohe Pulsenergien von mehreren Millijoule schon seit Längerem als so genannte *conical emission* bekannt [237, 238]. Dass Conical Emission (CE) auch bei für die Materialbearbeitung typischen, erheblich stärkeren Fokussierbedingungen auftritt, wurde dagegen erst in jüngerer Zeit erkannt [167, 216, 236].

Bild 4.12 zeigt eine starke Strahlprofilaufweitung für wellenlängenkonvertierte Strahlung im sichtbaren Spektralbereich. Es ist daraus nicht unmittelbar klar, in welchem

Umfang tatsächlich eine Umverteilung von Strahlungsenergie auf Grund von Conical Emission stattfindet. Bild 4.13 zeigt Messungen der Energietransmission von Luftdurchbruchplasmen für die ein Metallscheibchen nach dem Fokus so auf der Strahlachse justiert wurde, dass es einen ungestörten Strahl zum größten Teil blockiert. Im Diagramm aufgetragen ist der Energieanteil T_S , der nach dem Fokus so aufgefächert wurde, dass er die Scheibe seitlich passieren kann, vgl. Bild 3.2 und (3.3).

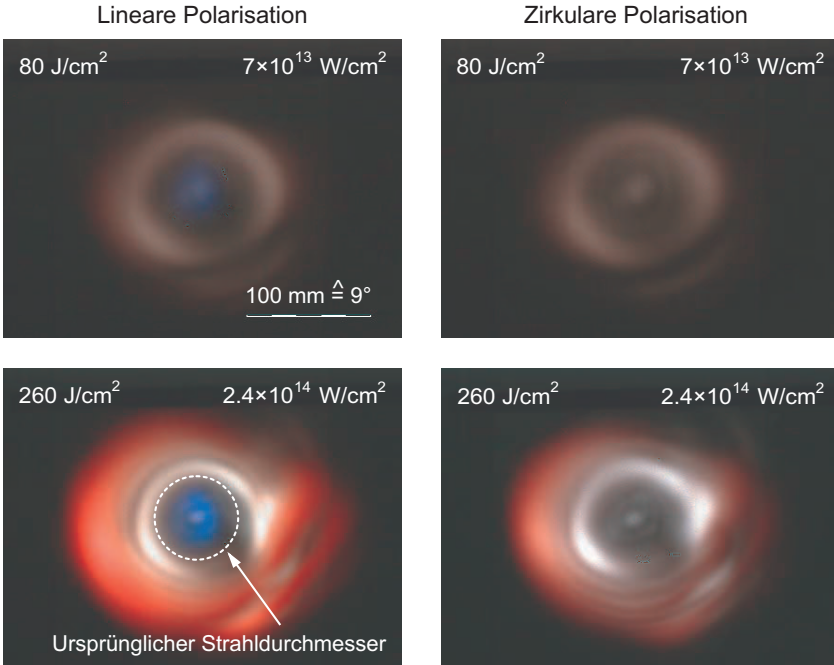


Bild 4.12: Strahlprofile im Fernfeld fokussierter 125-fs-Laserpulse für verschiedene Energiedichten bei horizontaler und zirkularer Polarisation [155, 236]. Die Aufnahmen sind mit einer handelsüblichen Digitalkamera von einem weißen, etwa 620 mm hinter dem dielektrischen Luftdurchbruch positionierten Papierschirm abfotografiert worden. Die gestrichelte Kreislinie um den zentralen, blauen Fleck im linken unteren Bild gibt die Größe eines ungestörten Strahlprofils bei der verwendeten Fokussierung mit einer effektiven F -Zahl von 9 an. Die Farberscheinung der Ringstruktur wird von der digitalen Kamera nur teilweise wiedergegeben: sie rangiert von einem langwelligen Rot für den inneren Ring (von der Kamera als helles Rosa aufgenommen) über Pink, Rot bis hin zu leuchtendem Orange-Rot am äußersten Rand des großen Rings ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

Für hohe Energiedichten und Femtosekunden-Laserpulse beträgt der Anteil T_S der im Strahlprofil umverteilten Energie über 50% der gesamten Pulsenergie und fällt im Piko-sekundenbereich graduell bis auf ca. 30% bei 5-ps-Pulsen ab. Für weniger energiereiche Pulse ergeben sich vergleichbare, aber zu kürzeren Pulsen hin verschobene Kurven. Im untersuchten Pulsdauerbereich erreicht die Kurve für 25 J/cm^2 als einzige die Nulllinie. Für Pulse oberhalb 1 ps Dauer sollte das Strahlprofil bei dieser Energiedichte weitgehend einem ungestörten Strahl entsprechende Eigenschaften aufweisen. Ein Fortschreiben des typischen Kurvenverlaufs lässt vermuten, dass für energiereichere Pulse T_S bei entsprechend längeren Pulsen verschwindet: es existiert eine pulsdauerabhängige Schwellenergiedichte für Conical Emission, die mit der Pulsdauer anwächst. Andererseits zeigen die Datenpunkte bei 120-fs-Pulsen, dass der Streustrahlungsanteil nicht unbegrenzt wächst sondern für die höheren Energiedichten bei 50–60% in Sättigung übergeht. In der Materialbearbeitung wird Conical Emission in der Regel ein unerwünschter Effekt sein, vgl. beispielsweise Bild 2.25 und Bild 2.26. Mit längeren Pulsen bzw. moderaten Energiedichten kann CE nach Bild 4.13 aber im Wesentlichen vermieden werden.

Die Strahlprofile in Bild 4.12 lassen vermuten, dass die Umverteilung der Energie in den Strahlprofilen einem deutlichen Einfluss der Polarisation unterliegt. Bild 4.14 zeigt dazu Messungen der Transmission für den gestreuten Strahlungsanteil gemäß (3.3). Für Energiedichten oberhalb von etwa 80 J/cm^2 ist kein nennenswerter Unterschied für die

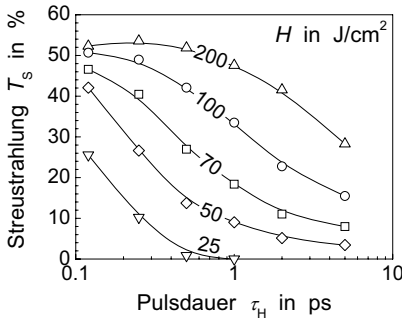


Bild 4.13: Pulsdauerabhängigkeit der Strahlungsanteile T_S , die durch Conical Emission im dielektrischen Durchbruch in Luftatmosphäre an einer opaken, den Zentralbereich des Strahlprofils abdeckenden Scheibe vorbei gestreut werden [233] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, lineare Polarisation, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

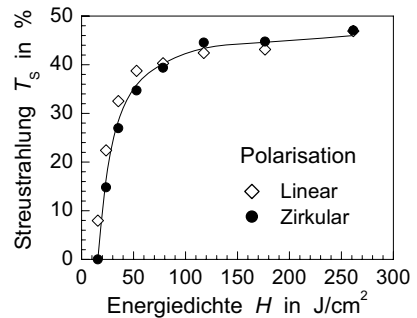


Bild 4.14: Vergleich der im Luftdurchbruch abgelenkten Strahlungsenergieanteile T_S für lineare und zirkuläre Polarisation in Abhängigkeit von der Energiedichte [155, 236] ($\tau_H = 110 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

T_S -Transmissionswerte auszumachen, obgleich die Farben der Ringmuster bei 260 J/cm^2 in Bild 4.12 für linear polarisierte Strahlung ungleich intensiver erscheinen. Dagegen liegt die Kurve für zirkuläre Polarisation von der Schwellenergiedichte für das Auftreten einer messbaren Energieumverteilung bei etwa 15 J/cm^2 bis etwa 80 J/cm^2 jeweils einige Prozentpunkte unterhalb derjenigen für linear polarisiertes Licht. Insbesondere im Bereich bis etwa 30 J/cm^2 ist dieser Unterschied auf Grund des starken Anstiegs der T_S -Kurven trotz des scheinbar recht dicht benachbarten Kurvenverlaufs erheblich.

4.5 Wellenlängenkonversion im Luftdurchbruch

Die breitbandige Wellenlängenkonversion mit der auffallenden räumlichen Farbordnung gehört zu den eindrucksvollsten Eigenschaften der Conical Emission [237–239]. Zur genaueren Analyse des Phänomens ist die CE-Strahlung im Fernfeld kollimiert und auf den Eingangsspalt eines abbildenden Spektrometers projiziert worden. Wie Bild 4.15 veranschaulicht, kann dadurch die spektrale Verteilung im Strahlungsfeld in einer räumlichen Dimension entlang des Spektrometerspaltes aufgezeichnet werden. Wie vermutet treten kurzwellige Strahlungskomponenten bevorzugt in den Außenbereichen des CE-Profiles auf. Dies wird noch deutlicher, wenn der Schnitt direkt durch den Zentralbereich des Profils gelegt wird [167, 240], obgleich der starke Beitrag der fundamentalen Wellenlänge dann viele der in Bild 4.15 sichtbaren, spektralen Details überstrahlt. Besonders augenfällig ist aber bei allen Spektralverteilungen die Tatsache, dass keine Spektralkomponenten im langwelligen Bereich jenseits der ursprünglichen Laserlinie vorkommen, welche hier bei etwa 805 nm auf der unkalibrierten Spektrometerskala liegt.

Räumlich aufgelöste Spektren wie in Bild 4.15 enthalten eine Fülle von Informationen, im direkten Vergleich sind sie jedoch oft wenig anschaulich. Überschaubarer sind häufig die Gesamtspektren, die sich durch eine Integration der zweidimensionalen Spektralverteilungen entlang der Positionskoordinaten ergeben. Bild 4.16 zeigt solche Spektren für zwei unterschiedliche Pulsdauern und bei verschiedenen Energie- bzw. Leistungsdichten im Fokus. Bei geringen Leistungsdichten enthalten die Spektren jeweils nur die Linie des BearbeitungsLasers, doch mit zunehmender Intensität der Laserpulse erscheinen immer kürzerwellige Spektralkomponenten. Auch wenn die Energiedichteschwelle für Wellenlängenkonversionsprozesse bei den längeren Pulsen erheblich höher liegt, zeigen die Spektren aber zugleich, dass die zu Grunde liegenden nichtlinearen Prozesse nicht ausschließlich intensitätsbestimmt sind. Bei gleicher Leistungsdichte sind die Spektren für 105-fs -Pulse immer etwas breitbandiger als die vergleichbaren Spektren bei einer Pulsdauer von 1.1 ps .

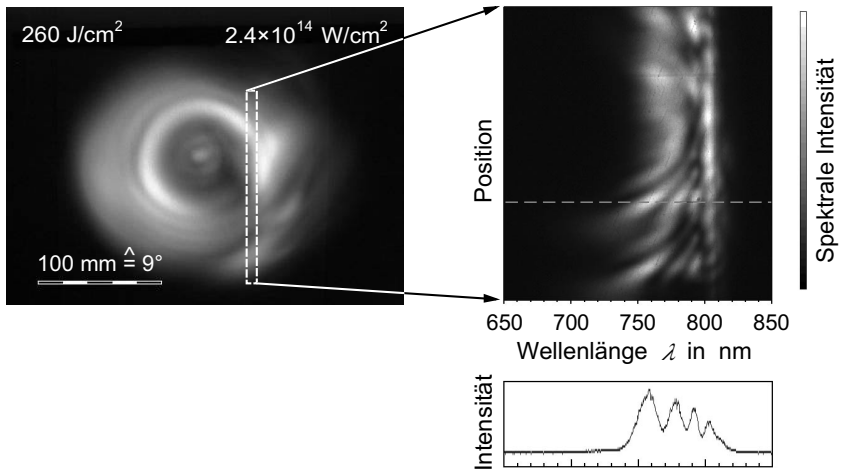


Bild 4.15: Durch eine leicht außermittige Projektion von kollimierten Fernfeld-Strahlprofilen wie in Bild 4.12 auf den Eingangsspalt eines abbildenden Spektrometers (links) kann die spektrale Zusammensetzung der Strahlungsverteilungen räumlich erfasst werden (rechts) [216]. Durch Integration entlang der Positionscoordinate ergibt sich ein Gesamtspektrum ähnlich dem Schnitt entlang der gestrichelten Achse (unten).

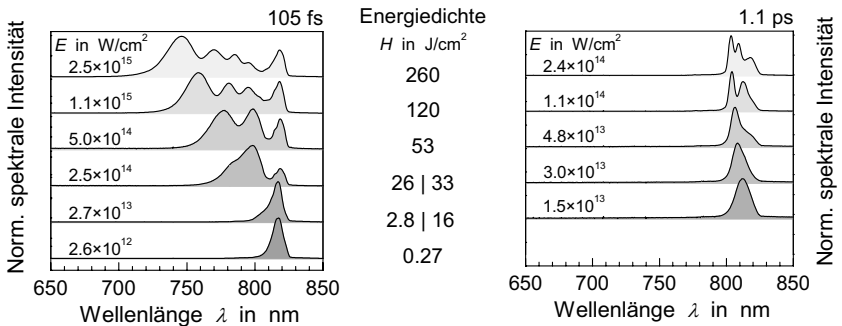


Bild 4.16: Spektren von Fernfeld-Strahlungsverteilungen für 105-fs- (links) und 1.1-ps-Pulse (rechts) bei unterschiedlichen Energiedichten im Fokus. Die kollimierten Strahlprofile wurden gemäß Bild 4.15 auf den Eingangsspalt des Spektrometers gerichtet. Da die relative Höhe der einzelnen spektralen Komponenten stark von der Strahlposition relativ zum Spalt abhängt, wurde durchgängig auf eine maximale Bandbreite im integrierten Spektrum optimiert [167, 216] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

Die vorangegangenen Abbildungen haben gezeigt, dass die nichtlineare Wechselwirkung im Laserfokus in ganz verschiedenen Effekten manifest wird und zudem eine klare Leistungsdichte- sowie Pulsdauerabhängigkeit besitzt. Zur Eingrenzung möglicher Regime, die eine Vermeidung nichtlinearer Phänomene erlauben, soll zunächst einmal die Nachweisempfindlichkeit für die jeweiligen Effekte ermittelt werden. Für eine einheitliche, quantifizierbare Darstellung sind in Bild 4.17 Schwellleistungsdichten der verschiedenen Phänomene in Abhängigkeit von der Pulsdauer aufgetragen. Danach werden bei zunehmender Leistungsdichte zuerst Veränderungen in der spektralen Verteilung der Strahlung beobachtet, gefolgt von einem nicht-verschwindenden Streuungs-Transmissionsgrad T_S . Erste Verzerrungen im Strahlprofil werden insbesondere bei längeren Pulsdauern erst bei noch höheren Leistungsdichten sichtbar (untere Grenze der „Fehlerbalken“). Das Auftreten der innersten Ringstruktur mit etwa 9° Öffnungswinkel (vgl. Profile bei 80 J/cm^2 in Bild 4.12) als obere Schranke der „Fehlerbalken“ ist schließlich durch die höchsten Schwellwerte der Leistungsdichte angegeben. Die zusätzlich dargestellten Schwellwerte für die optische Emission des Luftdurchbruchs aus Bild 4.1 fallen ein wenig aus dem Rahmen. Während sie bei 1-ps-Pulsen noch den empfindlichsten Nachweis darstellt, tritt die sichtbare Lichtemission bei den kürzesten Pulsen gemäß der durch Bild 4.1 belegten $E_S^* \propto \frac{1}{\sqrt{t_1}}$ -Gesetzmäßigkeit nur noch knapp unterhalb der Ringstruktur-Bildung auf. Allerdings belegt der Datenpunkt für 120-fs-Pulse bei $E_S^* = 4.5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ dass die Wahrnehmung der ersten Lichtemission zumindest für die kürzeren Pulse mit nennenswerten Fehlern behaftet ist. Teilweise kann offenbar eine mit dem veränderten Transmissionsspektrum vergleichbare Empfindlichkeit erreicht werden.

Nach Bild 4.16 und Bild 4.17 tritt Strahlungskonversion im Femtosekundenregime schon bei recht geringen Energiedichtewerten und deutlich unterhalb einer sichtbaren Profilverzerrung auf. Für die Materialbearbeitung ist jedoch von besonderem Interesse in welchem Umfang sich die Konversion wirklich in der räumlichen Strahlungsverteilung widerspiegelt. Dazu wurden analog zu Bild 4.13 Energiemessungen im transmittierten Laserpuls durchgeführt, wobei mit Hilfe eines schmalbandigen Filters der Anteil der Strahlung bei der fundamentalen Laserwellenlänge separat erfasst werden konnte [164]. Wie in Kapitel 3.2.2 ausgeführt ist, ergibt die Differenz zu einer nicht wellenlängen-selektiven Messung jeweils den Anteil der wellenlängenkonvertierten CE-Strahlung im Profil. Bild 4.18 zeigt die Abhängigkeit von der Energiedichte für verschiedene Strahlungskomponenten bei kurzen Femtosekundenpulsen. Wellenlängenkonvertierte Strahlung $T_{\text{total}}^{\text{CE}}$ ist erst ab einer Schwelle von rund 5 J/cm^2 zu verzeichnen. Der Anteil steigt mit zunehmender Fluenz steil an und erreicht ab ca. 150 J/cm^2 einen Sättigungswert bei rund 80% der gesamten Pulsenergie. Insbesondere im Vergleich zur gesamten transmit-

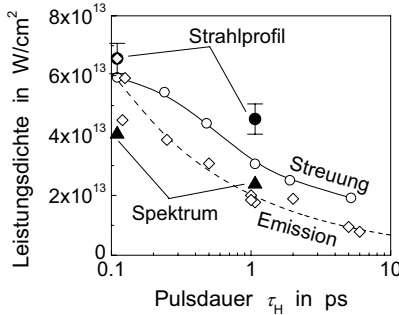


Bild 4.17: Pulsdauerabhängigkeit für Schwellwerte der Leistungsdichte für Phänomene der Conical Emission bei der Fokussierung ultrakurz gepulster Laserstrahlung [155, 168, 236]: Streustrahlung ($T_S > 0$ (○), verzerrtes Strahlprofil (● mit „Fehlerbalken“, siehe Text) und verändertes Transmissionsspektrum (▲). Schwelle E_S^* für sichtbare Plasmaemission (◇) wie in Bild 4.1 zum Vergleich ($\lambda = 800$ nm, lineare Polarisation, $f_p = 1$ kHz, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ μ m).

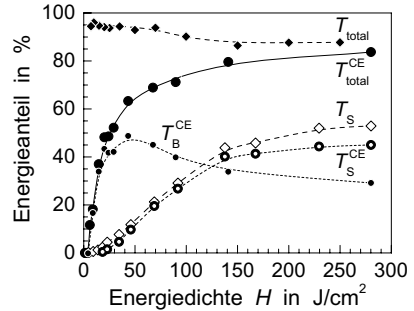


Bild 4.18: Strahlungsanteile der Conical Emission in Abhängigkeit von der Energiedichte für in Luftatmosphäre fokussierte 130-fs-Pulse. T_S bezeichnet den an einer kreisförmigen, das Zentrum des Strahls abschirmenden Apertur vorbei transmittierten Strahlungsanteil, T_S^{CE} den zugehörigen Anteil wellenlängenkonvertierter Strahlung. T_B^{CE} ist der konvertierte Anteil, der von der Scheibe abgeschirmt wird. Die gesamte CE-Strahlung ist durch T_{total}^{CE} gegeben [164, 167, 241]. Zum Vergleich: T_{total} für 120-fs-Pulse aus Bild 4.2 ($\lambda = 800$ nm, lineare Polarisation, $f_p = 1$ kHz, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ μ m).

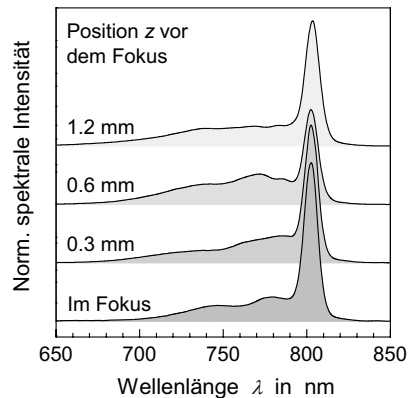
tierten Strahlung T_{total} , die in diesem Bereich knapp 88% der Pulsenergie umfasst, wird deutlich, dass bei hohen Energiedichten der überwiegende Anteil der verfügbaren Energie im Laserpuls durch nichtlineare Wechselwirkungen mit der Atmosphäre unmittelbar in andere gerichtete Strahlungsformen umgesetzt wird. Die weiteren Kurven geben Auskunft über die Winkelverteilung dieser Strahlung innerhalb des Profils. Die Kurve T_S^{CE} gibt den räumlich aufgeweiteten Anteil wellenlängenkonvertierter Strahlung an, sie steigt im Gegensatz zu T_{total}^{CE} bei kleinen Energiedichten nur langsam an. Oberhalb von rund 200–250 J/cm² sättigt T_S^{CE} bei rund 45% der Pulsenergie und liegt damit nur geringfügig unterhalb der Kurve für die gesamte winkelaufgeweitete Strahlung, deren Anteil T_S für hohe Fluenzen bis auf knapp über 50% anwächst. Für niedrige Energiedichten beinhaltet die CE-Strahlung im Wesentlichen Anteile T_B^{CE} , die wie der ungestörte Strahl von der zentral positionierten Scheibe abgeschattet werden. Mit wachsender Energiedichte durchläuft T_B^{CE} ein Maximum bei etwa 50 J/cm² bevor der Anteil für höhere Fluenzen ein konstantes Niveau bei etwa 30% erreicht.

4.6 Entstehungsregion der Conical Emission

Beim Abtragen oder Bohren mit Femtosekundenpulsen hoher Energiedichte entstehen oft stark aufgeweitete Ablationskrater wie in Bild 2.25 und Bild 2.26, die sich durch eine ringförmige Struktur rund um einen zentralen Abtragskrater auszeichnen. Die für die Conical Emission nachgewiesene Umverteilung von Energie im Strahlprofil lässt einen engen Zusammenhang mit diesen Strukturen vermuten. Dazu müsste die zur Strahlaufweitung führende nichtlineare Wechselwirkung schon vor dem Laserfokus auftreten. So wäre zu erklären, warum auf der direkt im Brennpunkt gelegenen Werkstückoberfläche eine Ablationszone entsteht, deren Durchmesser einem Vielfachen des nominellen Fokussdurchmessers entspricht. Als Nachweis dazu wurden Strahlquerschnitte an verschiedenen Positionen entlang der Propagationsrichtung direkt auf den Eingangsspalt des Spektrometers abgebildet. Die zugehörigen Spektren in Bild 4.19 wurden hinsichtlich des Anteils an wellenlängenkonvertierter Strahlung bewertet, wobei jeweils die Gesamtfläche unter den Spektralverteilungskurven normiert wurde. Die höchste Konversionseffizienz findet in der Tat nicht in der Fokusebene statt sondern einige hundert Mikrometer davor. Entsprechend wird auch die räumliche Umverteilung der Strahlung vorwiegend in dieser Region ihren Ursprung haben, wie Bild 4.20 schematisch illustriert.

Nach Bild 4.12 und Bild 4.15 beträgt der Gesamtdivergenzwinkel der Strahlung im Fernfeld fast 18° . Aus der Lage der Zone intensivster Wechselwirkung von Laserstrahl und Atmosphäre rund $600\text{ }\mu\text{m}$ vor dem Fokus kann somit auf die Größe der resultierenden Ablationszone auf einer im Brennfleck positionierten Werkstückoberfläche rückgeschlossen werden. Abtragskrater von rund $190\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser sind demnach zu erwarten und wurden unter entsprechenden Bedingungen auch experimentell bestätigt, siehe

Bild 4.19: Normierte Spektren für unterschiedliche Strahlquerschnitte entlang der Propagationsrichtung für 150-fs-Pulse in Luftatmosphäre ($p_{\text{Luft}} = 950\text{ hPa}$). Die Region höchster Effizienz bei der Wellenlängenkonversion liegt nicht direkt im Fokus sondern mehrere hundert Mikrometer davor [89, 241] ($\lambda = 800\text{ nm}$, lineare Polarisation, $Q = 660\text{ }\mu\text{J}$, $f_p = 1\text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18\text{ }\mu\text{m}$, $H = 260\text{ J/cm}^2$).



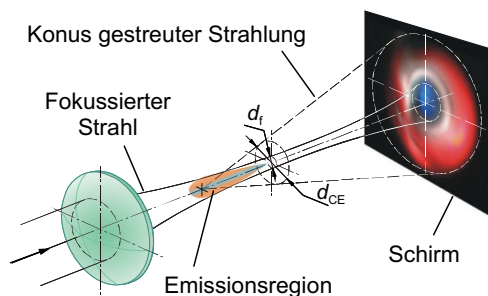


Bild 4.20: Illustration der geometrischen Verhältnisse für Conical Emission. Schon vor der eigentlichen Fokusebene reicht die Leistungsdichte im fokussierten Strahl aus, um nichtlineare Wechselwirkungen der Laserstrahlung mit dem Atmosphärgas auszulösen. Die dabei entstehende breitbandige Strahlung wird in einem Konus abgestrahlt, dessen Divergenz die des ursprünglichen Strahls weit übertrifft. Die ebenfalls entstehende dritte Harmonische der Laserstrahlung behält deren Divergenz bei und verursacht durch Fluoreszenz auf dem Papierschirm den zentralen blauen Fleck [158, 242].

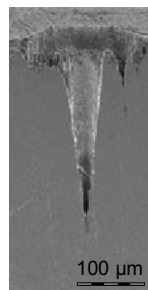


Bild 4.21: Längsschnitt durch eine Sacklochbohrung in Stahl, die mit 800 Laserpulsen im Perkussionsverfahren an Luftatmosphäre ($p_{\text{Luft}} = 970 \text{ hPa}$) erzeugt wurde, vgl. auch Bild 2.25 [167] ($\tau_H = 125 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, $Q = 640 \mu\text{J}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $H = 250 \text{ J/cm}^2$, Fokusslage 0).

Bild 4.21. In gleicher Weise ergibt sich auch eine gute Übereinstimmung mit den Befunden der Visualisierung in Bild 4.3, wonach die Stoßwellen des Luftdurchbruchs zum größten Teil weit vor der eigentlichen Brennebene auftreten.

4.7 Einfluss der Atmosphäre auf die Wechselwirkung

Da Conical Emission im Wesentlichen auf eine nichtlineare Wechselwirkung der intensiven Laserstrahlung mit dem Gasmedium in der Fokusregion zurückzuführen ist, liegt es nahe zu untersuchen, ob sich durch eine Variation der Atmosphäreneigenschaften die Auswirkungen dieser nichtlinearen Streuung positiv beeinflussen lassen. Bild 4.22 zeigt zunächst sichtbare Emission im Laserfokus in Abhängigkeit vom Atmosphärendruck. Bei Druckwerten unterhalb weniger Hektopascal fällt die für einen Luftdurchbruch erforderliche Energiedichte mit steigendem Druck zunächst stark ab. Anschließend nimmt sie in einem weiten Druckbereich über rund zwei Größenordnungen nur noch leicht von etwa $13 \text{ auf } 5 \text{ J/cm}^2$ ab. Für das Auftreten eines Luftdurchbruchs ist also offenbar eine genügend dichte Atmosphäre notwendig. Oberhalb einer gewissen „Schwelldichte“ des Gases kann der Prozess praktisch druckunabhängig initiiert werden, unterhalb der

„Schwelle“ macht sich das Fehlen von genügend Gasteilchen als Wechselwirkungspartner für die Strahlung allerdings zunehmend bemerkbar.

Den Einfluss des Atmosphärendrucks auf die nichtlineare Wechselwirkung selbst zeigt Bild 4.23. In Analogie zu Bild 4.19 sind normierte Spektren für unterschiedliche Luftdrücke dargestellt, die jeweils aus der Abbildung eines rund $700\text{ }\mu\text{m}$ vor dem Laserfokus gelegenen Strahlquerschnitts auf den Eingangsspalt des Spektrometers hervorgegangen sind. Bei einem Atmosphärendruck von 10 hPa zeigt sich im Wesentlichen das Ausgangsspektrum des Ti:Saphir-Lasers mit einer Linienbreite von ca. 15 nm (FWHM). Mit zunehmendem Druck verbreitert sich das Spektrum auf seiner höherfrequenten Schulter zusehends und weist bei 950 hPa Atmosphärendruck noch um über 100 nm ins Kurzwellige verschobene spektrale Komponenten auf. Auf der langwelligen Seite findet dagegen praktisch keinerlei Verbreiterung statt. Ganz im Gegenteil bildet sich ein bei 10 hPa auf der niederfrequenten Seite sichtbarer kleiner Buckel bei höheren Druckwerten sogar zurück.

In Bild 4.24 sind in gleicher Weise die Druckabhängigkeiten der Spektren der Conical Emission in den beiden Edelgasen Argon und Helium dargestellt. Bei einem niedrigen Druck von 10 hPa zeichnet sich für die Edelgasatmosphären ebenso wie in Luft

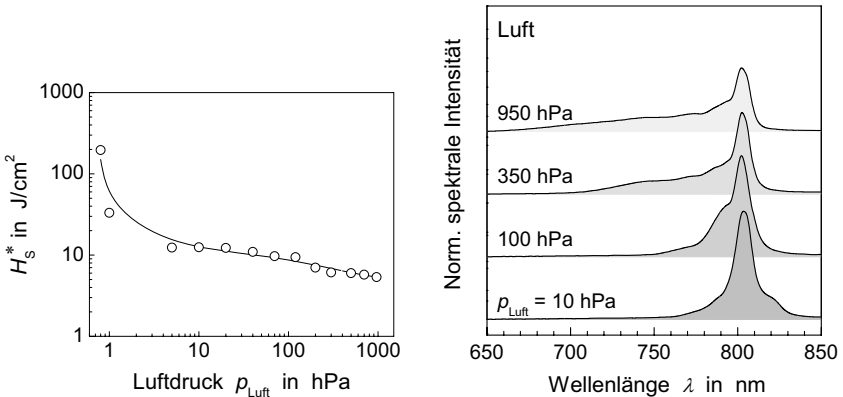


Bild 4.22: Schwellwerte der Energiedichte H_S^* für einen Luftdurchbruch (sichtbare Lichtemission) bei 125-fs-Pulsen in Abhängigkeit vom Atmosphärendruck [236] ($\lambda = 800\text{ nm}$, $f_p = 1\text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18\text{ }\mu\text{m}$).

Bild 4.23: Normierte Spektren der transmittierten Strahlung hinter dem Luftdurchbruch für fokussierte 130-fs-Pulse bei unterschiedlichem Atmosphärendruck [240, 241] ($\lambda = 800\text{ nm}$, $Q = 660\text{ }\mu\text{J}$, $f_p = 1\text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18\text{ }\mu\text{m}$, $H = 260\text{ J/cm}^2$).

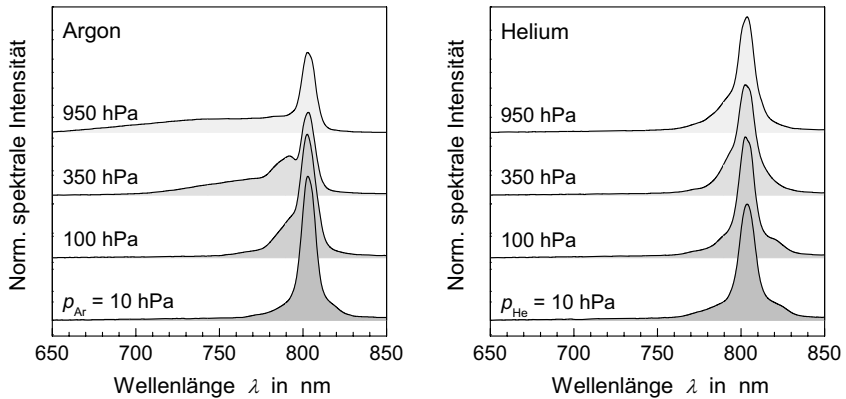


Bild 4.24: Spektren der transmittierten Strahlung hinter dem optischen Gasdurchbruch für fokussierte 130-fs-Pulse in Argon- und Heliumatmosphäre bei unterschiedlichen Drücken. Die Spektralverteilungen sind auf konstante Flächen unterhalb der Kurven normiert [240, 241] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 660$ μ J, $f_p = 1$ kHz, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ μ m, $H = 260$ J/cm²).

hauptsächlich die Laserlinie in den Spektren ab. Im Bereich der Flanken zeigen sich aber geringfügige Unterschiede. Bei den beiden Spektren in Edelgasumgebung ist der in Luft deutliche Buckel an der langwelligen Flanke geringer ausgeprägt. Andererseits sind die Spektren in Luft und Helium an der Basis etwas breiter als das in Argon, welches insgesamt den geringsten Strahlungsanteil in den Flanken aufweist. Für wachsenden Atmosphärendruck zeigen die Conical-Emission-Spektren in Argon ein ganz analoges Verhalten wie in Luft. Im niederfrequenten Bereich wird die Flanke sogar noch steiler. Das etwas geringere Niveau der kurzwelligen Schulter bei Argon deutet eine etwas effizientere Wellenlängenkonversion in Luft gegenüber Argon an, was jedoch ein wenig im Widerspruch zur qualitativen Beobachtung von „noch farbenprächtigeren“ Ringstrukturen in den Fernfeld-Strahlprofilen bei Argon-Atmosphäre zu stehen scheint. Im Gegensatz zu den schweren Gasen Luft und Argon verändert sich in Helium-Atmosphäre das Spektrum nur geringfügig. Der Buckel im langwelligen Bereich verschwindet erst bei Normaldruck vollständig, andererseits erfolgt im kurzwelligen Bereich selbst dann kaum eine Verbreiterung der spektralen Verteilung gegenüber derjenigen bei 10 hPa. Das Spektrum bleibt erheblich symmetrischer. Insgesamt lassen die Spektren sowohl für eine Druckerniedrigung als auch für die Verwendung einer Helium-Atmosphäre eine deutliche Verminderung der nichtlinearen Effekte im Gasdurchbruch erhoffen, die sich auch in den strahlungsablenkenden Eigenschaften der Conical Emission nachweisen lassen sollte.

Dazu ist in Bild 4.25 der Anteil gestreuter Strahlung T_S für 130-fs-Pulse in Luftatmosphäre dargestellt, welcher im Fernfeld hinter dem Laserfokus gemessen wird, wenn wiederum eine kleine Scheibe den zentralen Bereich im Strahlprofil abdeckt, der etwa der Größe des durch Conical Emission unbeeinflussten Strahls bei geringer Energiedichte entspricht. Bei einer Druckerniedrigung ergibt sich in Luftatmosphäre bei der maximalen verfügbaren Energiedichte von 280 J/cm^2 wie vermutet ein deutlicher Rückgang von T_S auf rund 10% bei 100 hPa und weniger als 4% im Druckbereich unterhalb von 10 hPa – gegenüber mehr als 50% bei Normaldruck. Bei einer Verminderung der Energiedichte auf 100 J/cm^2 ergibt sich über den gesamten Druckbereich nochmals eine deutliche Reduktion, die bei Normaldruck bis zu 15 Prozentpunkte betragen kann. Für Drücke unter 10 hPa verschwindet der nichtlineare Streustrahlungsanteil hier praktisch völlig. Während sich im Kurvenverlauf für die hohe Fluenz ein Sättigungseffekt bezüglich des Drucks bei etwa 1000 hPa andeutet, darf bei 100 J/cm^2 ein weiteres Ansteigen von T_S für eine Druckerhöhung über den Normaldruck hinaus vermutet werden. Auch die anhand von Bild 4.24 geäußerte Vermutung, ein Wechsel des Atmosphärgases könnte die Wirkung der Conical Emission reduzieren, lässt sich anhand von Bild 4.25 bestätigen. Bei der hohen Energiedichte beträgt T_S in Helium-Atmosphäre unter Normaldruck nur rund 30% der Pulsenergie gegenüber 54% in Luft. Eine Reduzierung des Drucks lässt auch in Helium-Umgebung T_S stark absinken. Der Abfall verläuft jedoch

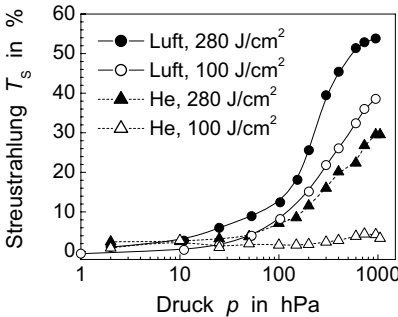


Bild 4.25: Atmosphärendruckabhängigkeit der Strahlungsanteile T_S im Fernfeld nach dem Laserfokus, die durch Conical Emission im Luft- bzw. Helium-Gasdurchbruch an einer den Zentralbereich des Strahlprofils abschirmenden Scheibe vorbei gestreut werden [164, 241] ($\tau_H = 130 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, lineare Polarisation, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

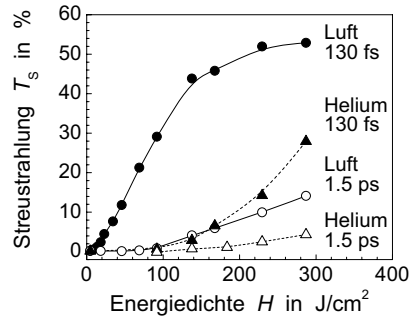


Bild 4.26: Durch Conical Emission im Gasdurchbruch gestreute Strahlung T_S in Abhängigkeit von der Energiedichte für Luft- und Heliumatmosphäre und 130-fs- bzw. 1.5-ps-Laserpulse [164, 241] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, lineare Polarisation, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$).

etwas schwächer als für die Kurve in Luft bei geringer Energiedichte, so dass bei rund 50 hPa beide Kurven gleichauf liegen. Für eine noch weiter gehende Druckerniedrigung erreicht die Kurve für Helium-Atmosphäre und hohe Fluenz Werte von 2–4%. Die experimentellen Fehler der T_S -Bestimmung liegen jedoch in vergleichbarer Größenordnung, so dass die Reihenfolge der Kurven im Bereich unter 10 hPa nicht näher diskutiert werden soll. Schlussendlich zeigt die vierte Kurve in Bild 4.25, dass Helium-Umgebungsgas bei einer reduzierten Energiedichte die nichtlineare Streuung bei Femtosekundenpulsen überaus effizient unterdrücken kann. Selbst bei Normaldruck verbleibt der aufgeweitete Strahlungsanteil T_S unterhalb von 5%.

In Bild 4.26 wird die Energiedichteabhängigkeit der Conical Emission genauer charakterisiert. Es zeigt den gestreuten Strahlungsanteil T_S bei Normaldruck bei Variation der Energiedichte. Bei Pulsen im 100-fs-Regime steigt T_S in Luftatmosphäre ab 15–20 J/cm² mit der Energiedichte schnell an und geht zwischen 200 und 250 J/cm² mit über 50% der gesamten Pulsenergie in Sättigung über (vgl. auch Bild 4.18). Demgegenüber erfolgt in Helium der Anstieg von T_S erst ab rund 90–100 J/cm² und verläuft deutlich schwächer. Sättigung wird im untersuchten Energiedichtebereich nicht erreicht; selbst bei fast 300 J/cm² liegt T_S nur bei knapp 30%. Vergleichbar positiv wie durch eine Pulsdauerverlängerung beeinflussen. Schon 1.5-ps-Pulse sind ausreichend, um die gestreute Strahlung erst ab etwa 90 J/cm² merklich ansteigen zu lassen, bei höheren Energiedichten verläuft der Zuwachs sogar noch schwächer als für Femtosekundenpulse in Helium-Umgebung und bleibt auch bei 280 J/cm² unterhalb von 15% der gesamten Pulsenergie. Eine Kombination von Pikosekundenpulsen und Helium-Atmosphäre kann den gestreuten Strahlungsanteil noch weiter minimieren. Die Schwelle liegt zwischen 100 und 150 J/cm² und bei der maximalen im Experiment verfügbaren Energiedichte werden kaum mehr als 4% gemessen.

4.8 Ursache der Conical Emission

Bedingt durch die Belichtungszeit der digitalen CCD-Kamera sind die Aufnahmen in Bild 4.12 durch zeitliche Integration über mehrere Laserpulse hinweg entstanden. Nachweislich sind die gezeigten Phänomene jedoch auch für einzelne Laserpulse in gleicher Weise zu beobachten. Conical Emission wird also nicht durch kumulative Prozesse im Luftdurchbruchplasma über mehrere Pulse hinweg hervorgerufen sondern muss während der Dauer eines einzelnen ultrakurzen Laserpulses entstehen. Wellenlängenkonversion und der starke Einfluss von Atmosphäregasart und -druck legen eine nichtlineare

Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Umgebungsgas als wahrscheinlichste Ursache der Conical Emission nahe (vgl. Abschnitte 4.4, 4.5 und 4.7).

Erste theoretische Beschreibungen haben eine Vielzahl von Erklärungen bemüht, die jeweils auf optischen Nichtlinearitäten dritter Ordnung des gasförmigen Mediums beruhen: Selbstphasenmodulation (SPM), Vier-Wellen-Mischung (*four wave mixing* = FWM) oder gar SPM in Kombination mit FWM und Raman-Prozessen. Alle Modelle scheiterten aber daran, die ganze Bandbreite der mit Conical Emission verbundenen Beobachtungen zu erklären. Insbesondere die Ursache der räumlichen Ausbreitung der Strahlung blieb ungeklärt [237]. In dieser Hinsicht erstmalig erfolgreich war der Ansatz, die farbigen Ringstrukturen mittels Grenzflächenbrechung an der Oberfläche von Strahlungsfilamenten zu beschreiben, die sich durch Selbstfokussierung der intensiven Laserpulse bilden. Die nichtlineare Polarisierung, die sich entlang dieser Grenzflächen ausbreitet, ruft Lichtemission analog zu Čerenkov-Strahlung hervor, sogenannte lichtinduzierte Čerenkov-Strahlung [237]. In detaillierteren Modellen wird das selbstinduzierte Filament häufig über ein Gleichgewicht zwischen optischer Selbstfokussierung und eines defokussierenden Effekts erklärt. Hierbei wird die Fokussierung über Selbstphasenmodulation auf Grund des nichtlinearen optischen Kerr-Effekts begründet, während die Defokussierung auf dem negativen Refraktivitätsbeitrag freier Elektronen beruht, welche über Multi-Photonen-Ionisation (MPI) im intensiven optischen Feld erzeugt werden [238, 243].

Eine alternative Beschreibung ist das so genannte *moving focus*-Modell, das gleichfalls auf der nichtlinearen Antwort des optischen Kerr-Effekts beruht. In diesem Modell werden aufeinanderfolgende zeitliche Abschnitte des ultrakurzen Pulses in Abhängigkeit von der momentanen Intensität in verschiedenen Entfernungen auf der Laserstrahlachse fokussiert [244]. Erst die zeitintegrierte Beobachtung lässt diesen bewegten Fokus wie ein selbstgeführtes Filament erscheinen. Wird das Modell des bewegten Fokus durch die Berücksichtigung von Defokussierung durch MPI-generierte freie Elektronen [239] bzw. durch die Betrachtung von Absorption und Brechung an den über MPI erzeugten Elektronen und von Dispersion für die Gruppengeschwindigkeit [245] verfeinert, soll es die ganze Breite der beobachteten Charakteristika der Conical Emission nachbilden können.

Auch wenn in der wissenschaftlichen Auseinandersetzung noch eine gewisse Uneinigkeit über die konkrete Rolle der einzelnen Effekte im Rahmen der verschiedenen Modelle besteht, so sind Selbstphasenmodulation auf Grund des optischen Kerr-Effekts und Multi-Photonen-Ionisation allgemein als die der Conical Emission ursächlich zu Grunde liegenden Mechanismen anerkannt [246–248].

5 Dynamik der Materialdampf- und Plasmawolken

Im Gegensatz zu Nanosekundenpulsen sind modengekoppelte, ultrakurze Laserpulse im Piko- und Femtosekundenbereich zu kurz um eine nennwerte, direkte Wechselwirkung mit ablatiertem Materialdampf einzugehen. Wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, findet der Verdampfungsprozess erst auf einer Zeitskala statt, die wenigstens hunderte von Pikosekunden umfasst – lange nach dem die Verdampfung einleitenden Laserpuls. Insofern sollten die Abtragswolken für ultrakurze Laserablation wenig von der in Kapitel 2.2 gezeigten Formenvielfalt und vom komplexen Verhalten derer für längere Pulse zeigen. Dennoch sind die Eigenschaften und insbesondere das Ausbreitungsverhalten dieser Wolken von Interesse. So kann auf der einen Seite Aufschluss über den Abtransport und letztendlichen Verbleib von ablatiertem Material gewonnen werden. Auf der anderen Seite werden in Kapitel 6 aus der Lebensdauer des Dampfes in der Atmosphäre Rückschlüsse auf Einflussfaktoren bei repetierend-gepulster Bearbeitung und insbesondere auf mögliche Obergrenzen der Pulswiederholrate gezogen werden.

5.1 Stoßwellenexpansion und Energieinhalt

In Bild 5.1 ist eine zeitliche Sequenz schattenfotografischer Aufnahmen der Stoßwellenausbreitung für die Ablation mit einem einzelnen Laserpuls dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die halbkugelförmige Stoßwelle, die direkt am Auftreffpunkt des Laserpulses auf der Probe ihren Ausgang nimmt und sich zunächst sehr schnell, dann mit immer weiter abnehmender Geschwindigkeit in der umgebenden Luftatmosphäre ausbreitet. Hervorgerufen wird sie durch die Verdrängung der Luft durch den bei der Verdampfung abströmenden Materialdampf, der in diesen Aufnahmen nicht unmittelbar sichtbar ist. Für kurze Verzögerungszeiten t_D bis etwa 100 ns erzeugt der dichte Dampf jedoch genügend Änderung der optischen Wegstrecke für das Beleuchtungslicht, dass er sich ebenfalls in Form von Schattenrissen im Zentrum der Stoßwelle abzeichnet.

Schwächer zu sehen ist eine zweite Schattenstruktur entlang der Laserstrahlachse. Diese zeigt ein ganz anderes Ausbreitungsmuster. Sie ist schon nach wenigen Nanosekunden

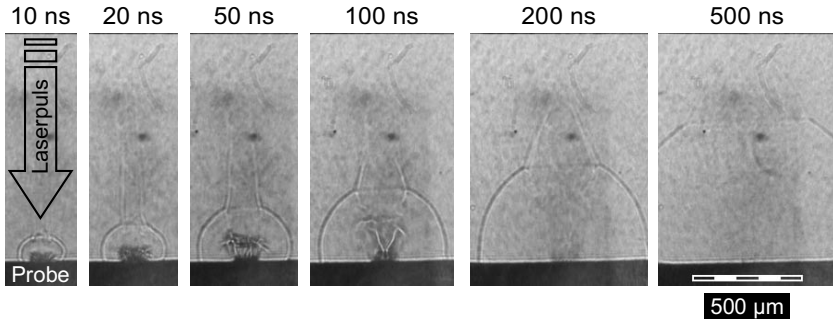


Bild 5.1: Zeitlicher Verlauf der Stoßwellenausbreitung in Luftatmosphäre bei der Ablation von Aluminium mit einem 500-fs-Puls [249]. Über den Schattenaufnahmen ist jeweils die Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls angegeben ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \text{ μJ}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \text{ μm}$, $H = 200 \text{ J/cm}^2$, Fokusslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 398 \text{ nm}$, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).

über eine Länge von mehreren hundert Mikrometern sichtbar und breitet sich dann vornehmlich zylinderförmig aus. Damit weist diese Stoßfront dasselbe Verhalten auf wie die in Bild 4.3 dargestellte Stoßwelle für den laserinduzierten dielektrischen Gasdurchbruch und kann ganz offensichtlich mit dieser identifiziert werden. Im Verlauf der Stoßwellenausbreitung wird der zylinderförmige Stoß immer mehr von der halbkugelförmigen Welle „verschluckt“ bis er schließlich allenfalls noch eine Ausbeulung in deren vorderer Front verursacht. Beide Stoßwellenformen, die von der Ablation hervorgerufene hemisphärische und die linienförmige Schockfront des Luftdurchbruchs, sind in Bild 5.2 zur Veranschaulichung anhand der Schattenaufnahme für $t_D = 20 \text{ ns}$ nochmals schematisch dargestellt.

Die Expansion halbkugelförmiger laserinduzierter Schockfronten ist gut erforscht und kann durch die Theorie der kugelsymmetrischen, gasdynamischen Stoßwellen aus Kapitel 2.2.3 nährungsweise analytisch beschrieben werden. Auf die Ablation mit ultrakurzen Pulsen sollte diese theoretische Beschreibung besonders gut anzuwenden sein, da sie die Voraussetzungen der Theorie hinsichtlich der quasi-instantanen Freisetzung einer endlichen Energiemenge in einem einzigen Punkt nahezu ideal erfüllt. Bild 5.3 zeigt die zeitliche Entwicklung der Ausbreitung im Vergleich zur analytischen Kurve gemäß (2.5). Hierzu sind die aus Schattenaufnahme bestimmten Stoßfrontradien über der Verzögerungszeit zwischen Bearbeitungspuls und der zugehörigen Schattenfotografie aufgetragen¹. Der Gültigkeitsbereich der analytischen Näherung umfasst nach Tabelle A.1

¹Zur Darstellung und Auswertung der Reichweite sei auf Anhang A.1.2 und A.1.3 verwiesen.

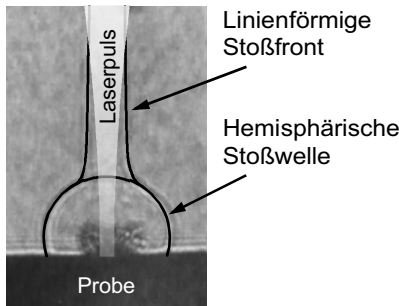


Bild 5.2: Schematische Darstellung der laserinduzierten Stoßwellen beim Abtragen mit ultrakurzen Pulsen. Zusätzlich zur hemisphärischen Schockwelle der Ablation verursacht der Luftdurchbruch ähnlich wie in Bild 4.3 eine linienförmige Stoßfront entlang der Strahlkaustik.

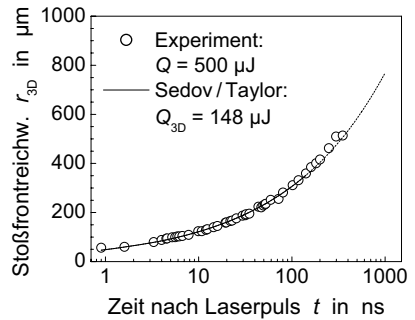


Bild 5.3: Stoßwellenausbreitung von hemisphärischen Schockwellen analog Bild 5.1. Die experimentellen Daten (aus [227]) stimmen für den Gültigkeitsbereich nach Tabelle A.1 gut mit der analytischen Näherung (2.5) des Weg-Zeitgesetzes der Ausbreitung starker gasdynamischer Stoßwellen überein ($\tau_H = 500$ fs, $\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ µJ, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ µm, $H = 280$ J/cm², Fokusslage 0).

(Drucksprung) knapp 150 ns nach dem Laserpuls. In diesem Bereich stimmen die experimentellen Daten sehr gut mit der analytischen Kurve überein. Für spätere Zeiten wird die Reichweite erwartungsgemäß etwas unterschätzt² (als Extrapolation gestrichelt). Die Näherungskurve ermöglicht damit die Ermittlung des Energieinhalts der Stoßwelle. Mit $Q_{3D} = 148$ µJ wird demnach knapp 30% der eingesetzten Pulsenergie schlussendlich über die gasdynamische Expansion der Stoßwelle abgeführt.

Eine direkte Energiedeposition in der Ablationswolke, wie sie beim Abtragen mit längeren Laserpulsen oft den Energietransfer in die Stoßwelle dominiert [129], ist wegen der kurzen Pulsdauer nicht wahrscheinlich. Der dazu erforderliche Materialdampf sowie Plasma entstehen ja zum größten Teil erst nach Ende des Laserpulses. Stattdessen wird die Energie der gasdynamischen Stoßwelle zunächst vorwiegend von der Probe absorbiert und anschließend als kinetische Energie über das ablatierte Material wieder freigesetzt. Entsprechend ist der Energieanteil der Stoßwelle an der eingesetzten Laserpulsenergie geringer als bei den mit Nanosekundenpulsen erzeugten aus Abschnitt 2.2.2.

²Siehe Anhang A.1.1.

5.2 Dampfausbreitung – Verbleib der Ablationsprodukte

Im einfachsten Fall erfolgt die Darstellung der Dampfausbreitung wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben durch die Aufnahme des Eigenleuchtens der heißen Materialdampf-/Plasmawolke mit genügend kurzer Verschlusszeit der Kamera. Eine Serie zeitlich gestaffelter Lumineszenzphotografien für die Abtragswolke bei der Bearbeitung von Aluminium mit einem 500-fs-Laserpuls ist in Bild 5.4 wiedergegeben. Die Aufnahmen zeigen die Materialdampfwolke als kompaktes, leuchtende Objekt oberhalb der Einwirkzone des Laserpulses auf der Probe. Im zeitlichen Verlauf wird die Leuchterscheinung mit zunehmender Ausdehnung und Abkühlung der Wolke schwächer. Obgleich bei längeren Verzögerungszeiten die Belichtungsdauer der Aufnahmen erhöht wurde, geht die Intensität der Aufnahme immer weiter zurück. Zur Kompensation wurde bei den späten Aufnahmezeiten die Bildhelligkeit auf Kosten des Kontrastes angepasst.

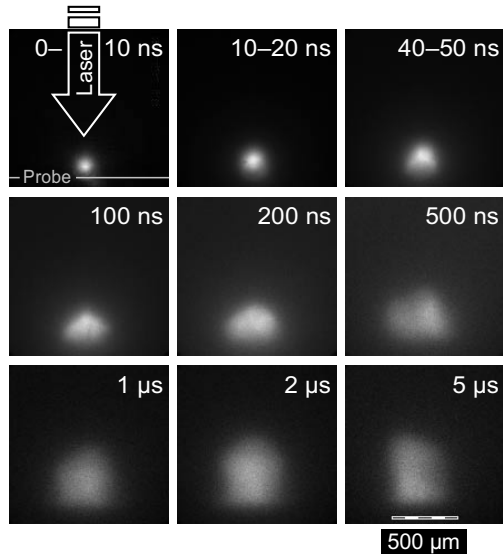


Bild 5.4: Aufnahme des Plasmaeigenleuchtens zur Visualisierung der Ausbreitung der Materialdampfwolke beim Abtragen von Aluminium mit einem 500-fs-Puls. Oben im Bild ist jeweils die Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls angegeben [228, 250] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \text{ µJ}$, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \text{ µm}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage 0).

Genaueren Aufschluss über das Ausbreitungsverhalten des Materialdampfs liefert die in Kapitel 3.4.3 erläuterte Technik der Resonanzabsorptionsfotografie. Sie liefert Schattenaufnahmen mit einer Beleuchtungswellenlänge, die einem resonant absorbierenden elektronischen Übergang für eine Teilchenspezies im Dampf entspricht. Dadurch beinhalten die Aufnahmen zusätzlich zu Diskontinuitätsfronten in der Brechungsindexverteilung (z. B. Stoßfronten) auch Information über die Verteilung dieser Teilchensorte. Weil

die Beleuchtungsstrahlung im Dampf absorbiert wird, zeichnet sich dessen Verteilung in Form von dunklen Bereichen im Schattenbild ab.

Zur Veranschaulichung der Dynamik der Dampfausbreitung zeigt Bild 5.5 eine Serie von Resonanzabsorptionsaufnahmen für Einzelpulsablation mit Aufnahmezeitpunkten im Nanosekundenzeitbereich. Während für die Darstellung der Ausbreitung der Stoßwelle hier nur die Beleuchtungsdauer als untere Grenze der Zeitauflösung in Erscheinung tritt, kann eine Materialdampfabströmung erst mit einer Verzögerung von etwa 3–5 ns nach der Bearbeitung beobachtet werden. Der Dampf breitet sich anschließend als kompaktes Objekt innerhalb der hemisphärischen Stoßwelle aus. Während der ersten 10–15 ns ist die Strömung annähernd planar. Danach bilden sich über einen Zeitbereich von mehreren 10 ns komplexere Strömungsmuster in der Dampfwolke heraus. Häufig ist eine pilzförmige Struktur zu beobachten: Von einer zentralen Dampfsäule ausgehend, die entlang der Laserstrahl- und Symmetrieachse von der Probe aufsteigt, bilden sich Wirbel, die letztendlich zu einer Rückströmung von Teilen des Dampfs im Außenbereich der Materialdampf Wolke führen. Während der Wirbelbildung beginnt im Bereich der Symmetrieachse ein Teil des Dampf in die Stoßwelle des Luftdurchbruchs oberhalb der sphärischen Welle einzuströmen. Gleichzeitig fällt der Materialdampf im Hauptteil der Wolke relativ zur vorausseilenden hemisphärischen Stoßfront zunehmend zurück, wodurch die Dampfströmung in den Luftdurchbruchbereich erst immer weiter eingeschnürt und schließlich ganz unterbunden wird. Zwischen etwa 100 und 200 ns nach dem Bearbeitungspuls beginnt sich der Dampf sichtbar von der Probenoberfläche

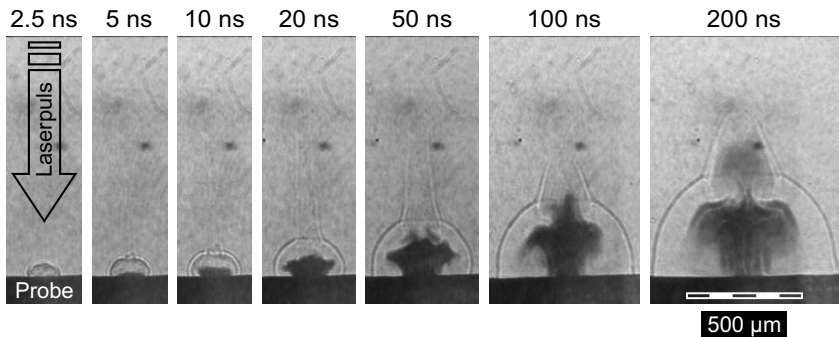


Bild 5.5: Stoßwellen- und Materialdampfausbreitung bei der Ablation von Aluminium mit einzelnen 500-fs-Pulsen. Die Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls ist jeweils über den Resonanzabsorptionsfotografien angegeben [216] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \mu\text{J}$, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $H = 200 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396 \text{ nm}$, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).

abzulösen. In der Folgezeit verdünnt er sich zusehends, vermutlich hauptsächlich auf Grund der andauernden Expansion der Wolke. Denkbare wäre aber auch eine zusätzliche Abnahme der resonant absorbierenden Aluminiumatome durch Kondensation des abkühlenden Dampfes. Nach einigen Mikrosekunden ist die Dampfdichte und damit der Kontrast im Bild so weit abgesunken, dass die Detektion von Materialdampf mittels Resonanzabsorption schließlich praktisch nicht mehr möglich ist.

Besonders deutlich sichtbar wird das Strömungsmuster des Materialdampfs in den Aufnahmen für die Ablation mit Pikosekunden-Laserpulsen. Bild 5.6 zeigt die Entwicklung der pilzförmigen Strömung exemplarisch zu drei verschiedenen Zeitpunkten. Bis etwa 40 ns nach dem Laserpuls wird die Gesamtströmung von einem planaren Anteil dominiert. Er führt zu einer zentralen zylindrischen Dampfsäule, die sich ausgehend von der Probenoberfläche geradlinig ausbreitet und dabei im Durchmesser nur schwach verändert. Eine zweite Strömungskomponente führt zu einer Bedeckung eines Großteils der Probenoberfläche innerhalb der Stoßwelle mit einer flachen Dampfschicht. In der Folge bildet sich ein rotationssymmetrischer Wirbel an der Front der Dampfsäule, wodurch die Pilzform der Materialdampffraktion in der Stoßwelle entsteht (Bild 5.6, Mitte). Ab ca. 50 ns nach dem Laserpuls strömt wie bei den Aufnahmen mit kürzeren Pulsen auf der zentralen Achse etwas Aluminiumdampf in den vom Luftdurchbruch hervorgerufenen Stoßwellenbuckel ein. Dieser Vorgang ist für die Pikosekundenpulse aber schwächer und nur von kurzer Dauer und kommt rund 50 ns später schon wieder zum Erliegen. Ab etwa 100 ns nach dem Puls beginnt die tellerförmige Dampfstruktur über der Probenoberfläche an den Rändern etwas aufzufächern und sich weitere 80–100 ns später schließlich

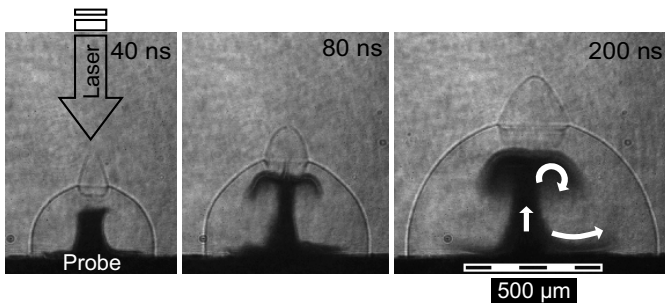


Bild 5.6: Muster der Materialdampfströmung bei der Ablation von Aluminium mit einzelnen 5-ps-Pulsen. Die Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls ist jeweils über den Resonanzabsorptionsfotografien angegeben [227] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μ J, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ μ m, $H = 280$ J/cm², Fokusslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396$ nm, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns).

flächig von der Oberfläche zu lösen (siehe Bild 5.6, rechts). Von der Grundstruktur her bleibt dieses Strömungsbild erhalten bis der Dampf soweit verdünnt ist, dass mangels Kontrast mit diesem Verfahren keine weitere Beobachtung mehr möglich ist. Verursacht wird das typische Strömungsbild des Materialdampfes durch die Verdampfung an sich, durch die charakteristischen Strömungs- und Druckverhältnisse im Inneren gasdynamischer Stoßwellen und durch innere Reibung in der Gas- und Dampfströmung. Während die Verdampfung zur Bildung der zentralen Dampfsäule führt, wird die tellerförmige Dampfstruktur mutmaßlich von Verdünnungsfächern oder Rückströmungen innerhalb der Stoßwelle verursacht, vgl. z. B. Refs. [126, 131]. Innere Reibung schließlich führt zur Bildung des Wirbels im Pilzkopf und ist vermutlich auch für das Auffächern des flachen „Dampftellers“ an den Rändern verantwortlich.

Interessant ist der Vergleich des in Bild 5.5 und 5.6 beobachteten Ablationsverhaltens und seiner Zeitskalen mit den in Kapitel 2.1.3 vorgestellten theoretischen Beschreibungen des Abdampfprozesses [57]. Das Modell sagt zwar über den gesamten Pulsdauerbereich für alle beobachtbaren thermo-physikalischen Prozesse (Verdampfen, Aufschmelzen, Erstarren) typische Zeiträume im Nanosekundenbereich voraus. Doch auch unter Berücksichtigung der um ein bis zwei Größenordnungen niedrigeren Energiedichte im Modell ist der deutliche Unterschied zwischen der Dauer des Verdampfens von etwa 2 ns im Modell bei Pulsen unterhalb von 50 ps Dauer und der im Experiment beobachteten Dampfabströmung vom Werkstück im Zeitraum von ca. 3 ns bis mindestens 100 ns nach dem Puls erwähnenswert. Eine direkte Ableitung von zeitlichen Unter- bzw. Obergrenzen für den Verdampfungsprozess auf Basis der experimentellen Beobachtungen ist sicherlich nicht möglich. Letztendlich belegen die Experimente, dass auch bei Verwendung ultrakurzer Laserpulse viele Teilprozesse der Ablation auf Zeitskalen ablaufen, welche die Pulsdauer erheblich überschreiten. Insbesondere sollte beispielsweise im Hinblick auf die Rolle der Wärmeleitung nicht von einem Abschluss des Ablationsprozesses in einer der Pulsdauer vergleichbaren zeitlichen Größenordnung ausgegangen werden.

Obgleich die Technik der Resonanzabsorptionsfotografie für sich alleine schon eine Fülle von Einzelheiten über den Verlauf der Materialdampfexpansion sichtbar machen kann, erweist sich zusätzlich auch der direkte Vergleich mit der Lumineszenzfotografie als lohnenswert, siehe Bild 5.7. Während die Resonanzabsorptionsaufnahmen Details der Stoßwellen und der Materialdampfverteilung zeigen, bildet die Lumineszenz vor allem die heißesten Bereiche der Abtragswolke ab, die das intensivste Eigenleuchten aufweisen. Im Zeitbereich von mehreren 100 ns nach dem Bearbeitungspuls entsprechen sich die heißen Zonen in der Wolke und die Ausdehnung des Materialdampfs recht gut. Für kürzere Verzögerungszeiten ist dies nicht der Fall. Anstelle des Dampfes scheint die kom-

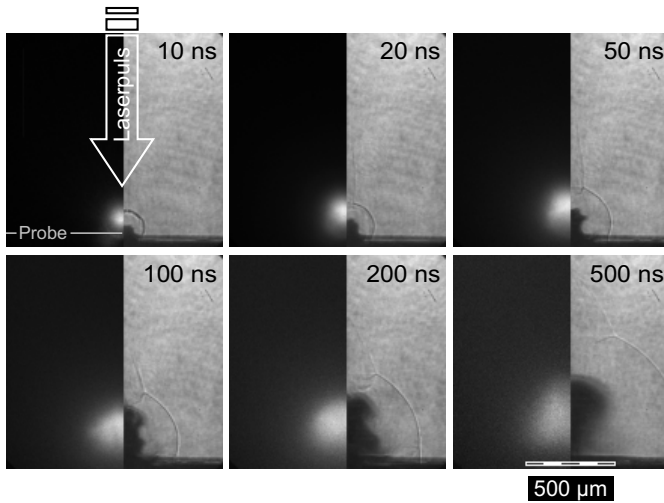


Bild 5.7: Expansion der Ablationswolke beim Abtragen von Aluminium mit einem 500-fs-Puls. Vergleich von Lumineszenz- (linke Bildhälfte) und Resonanzabsorptionsfotografie (rechte Bildhälfte). Die Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls ist jeweils oben rechts im Bild angegeben [212] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \text{ µJ}$, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \text{ µm}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage 0).

primierte Luft in der hemisphärischen Stoßwelle am hellsten zu leuchten, unmittelbar nachdem sie beim Durchlaufen der Stoßfront stark aufgeheizt wurde, vgl. Ref. [251].

Mit den bislang in diesem Kapitel angewendeten Beobachtungstechniken können Dampfverteilungen in Ablationswolken allenfalls bis zu Verzögerungszeiten von etwa 10–15 µs nach dem Bearbeitungspuls dargestellt werden. Für längere Zeiten ist der Dampf zu sehr ausgedünnt, um in den rückwärtig beleuchteten Resonanzabsorptionsaufnahmen genug Kontrast zu erzeugen, bzw. zu stark abgekühlt, um für die Lumineszenzfotografie genügend hell zu leuchten. Um den Verbleib der verdampften Ablationsrückstände über noch längere Zeiträume hin beobachten zu können, die beispielsweise bis in den Bereich der zeitlichen Pulsabstände von typischen gepulsten Lasersystemen reichen, bedarf es mit der Mie-Streuungsfotografie einer anderen Technik. Wie in Kapitel 3.4.4 dargelegt, macht am Dampf bzw. an kondensierten Partikeln gestreute UV-Strahlung hierbei selbst stark ausgedünnte und wieder erkaltete Ablationswolken direkt sichtbar. Bild 5.8 zeigt eine Serie von zeitlich gestaffelten Aufnahmen der Abtragswolke bei Einzelpulsablation mit einem 500-fs-Laserpuls und verdeutlicht, dass die Dampfverteilung bis deutlich in den Millisekundenzeitbereich klar erkennbar bleibt. Im Zeitraum von wenigen Mikro-

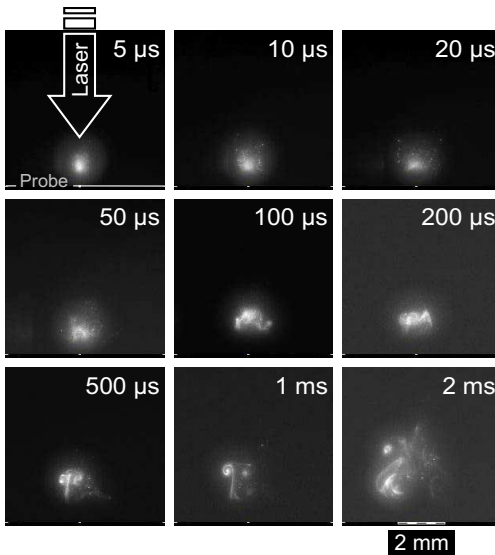


Bild 5.8: Ausbreitung der Materialdampf Wolke beim Abtragen von Aluminium mit einem 500-fs-Puls für Verzögerungszeiten von mehreren Mikro- bis zu einigen Millisekunden nach dem Bearbeitungspuls. Visualisierung durch Mie-Streuungs fotografie [212] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \mu\text{J}$, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \mu\text{m}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage 0; $\lambda_D = 308 \text{ nm}$; Zeitauflösung $\tau_B = 30 \text{ ns}$).

sekunden bis etwa $100 \mu\text{s}$ bleibt die Dampf Wolke relativ kompakt und ohne erkennbare innere Struktur. Zusätzlich zur Expansion der Wolke bewegt sie sich in dieser Zeit auch immer weiter von der Probe weg, bis nach rund $100 \mu\text{s}$ eine fast dampffreie Zone von beinahe 1 mm Ausdehnung direkt über der Probe entstanden ist. Im Laufe der folgenden $100\text{--}400 \mu\text{s}$ bricht die kompakte Wolke Zug um Zug auf und bildet teilweise interessante Strömungsmuster wie den Wirbel in der Aufnahme für 1 ms Zeitverzögerung. Während die kompakten Wolken für kurze Verzögerungszeiten in Ausdehnung und Form reproduzierbar sind, weisen die komplexen Strömungsgebilde zu späteren Zeiten auch bei identischen experimentellen Bedingungen eine sehr große Variationsbreite auf. Trotz der geringen Reproduzierbarkeit dieser späten Ablationswolkenformationen hat sich aber gezeigt, dass der Bereich vor der Probe für den Zeitbereich oberhalb von $100 \mu\text{s}$ generell fast dampffrei bleibt. Demzufolge wird bei nachfolgenden Bearbeitungspulsen die Region mit der höchsten Strahlungsintensität möglicherweise nur schwach vom Materialdampf des ersten Pulses beeinflusst.

5.3 Charakterisierung von Prozessparametern

Die detaillierte Darstellung der Materialdampfverteilung und der Stoßwellenmorphologie von Ablationswolken, die mit der Resonanzabsorptionsfotografie möglich ist, legt

nahe, mit dieser Technik die Auswirkungen der Variation ausgewählter Prozessparameter auf die Ablationsdynamik zu untersuchen. Bild 5.9 zeigt Aufnahmen der Abtragswolken für Einzelpulsablation bei unterschiedlichen Pulsdauern zwischen 120 fs und 5 ps. Besonders auffällig ist die Ausprägung der Stoßwelle für den Luftdurchbruch über der Probe. Für die längeren Pikosekunden-Pulsdauern tritt sie nur in Form einer Ausbeulung der hemisphärischen Stoßfront im Bereich der Laserstrahlachse in Erscheinung. Bei den Aufnahmen für 1 ps und 500 fs Pulsdauer ist schon eine Verlängerung in Richtung des einfallenden Laserpulses zu sehen. Am laserzugewandten „Ende“ ist die Front nicht mehr sichtbar geschlossen. Daran wird die linienförmige Natur der Stoßfront deutlich. Die Ausbreitung erfolgt zunehmend zylindrisch, d. h. in radialer Richtung weg von der Strahlachse. Für die kurzen Femtosekundenpulse wächst die Länge der Luftdurchbruchstoßwellen nochmals stark an und überschreitet insbesondere bei 120 fs den etwa 1 mm großen Bildausschnitt der Aufnahme deutlich. Damit decken sich diese Beobachtungen mit denen für die „reinen“ Luftdurchbrüche in Bild 4.3.

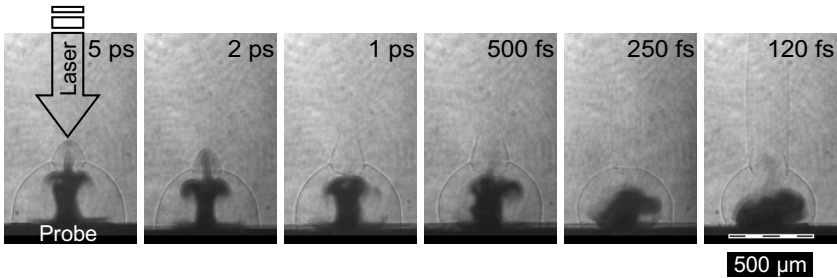


Bild 5.9: Resonanzabsorptionsfotografien von Materialdampfwolken bei der Ablation von Aluminium mit einzelnen Pulsen von 120 fs bis 5 ps Dauer. Die Aufnahmen sind jeweils etwa 100 ns nach dem Bearbeitungspuls entstanden [89, 234] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μ J, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ μ m, $H = 280$ J/cm², Fokuslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396$ nm, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns).

Für die halbkugelförmige Stoßwelle der Ablation gilt eine gegenteilige Tendenz, die Wellen nehmen mit wachsender Pulsdauer etwas an Größe zu³. Die Abhängigkeit des Stoßwellenradius von der 5-ten Wurzel des Energieinhalts nach (2.5) bedingt, dass dieser Trend in einer deutlich stärkeren Variation der deponierten Energie seine Ursache hat wie Tabelle 5.1 zeigt. Beinhaltet die hemisphärische Stoßwelle für 120-fs-Pulse

³Geringe Abweichungen von diesem Trend können in den nicht genau identischen Aufnahmezeitpunkten begründet liegen. Im Mittel entstand die Aufnahme für den 250-fs-Puls beispielsweise rund 7 ns früher als die anderen. Auch die unvermeidlichen Schwankungen der Pulsenergie, typischerweise in einem Bereich deutlich unterhalb von ± 10 %, führen zu Variationen der Stoßwellengröße, wobei die Abhängigkeit nach (2.5) diesen Effekt stark mildert.

nur rund 20% der Pulsenergie, so steigt der Anteil auf gut 40% bei 5-ps-Pulsen. Andererseits kann für Femtosekunden-Laserpulse ein nennenswerter Energieanteil im Luftdurchbruch deponiert werden. Für 120-fs-Pulse sind dies beispielsweise rund 12%. Dieser Anteil nimmt mit steigender Pulsdauer jedoch schnell ab und beträgt bei 1-ps-Pulsen nur noch knapp 1.5%. Lichtenergie, die schon im Luftdurchbruch in mechanische und thermische Energie der Stoßwelle umgesetzt wird, steht für die Ablation nicht mehr zur Verfügung. Dies wird durch die Messungen der gesamten Energietransmission von reinen Luftdurchbrüchen eindrucksvoll bestätigt. Der Verlustenergieanteil $1 - T_{\text{total}}$ ist jeweils von der Größenordnung des Anteils der Stoßwellenenergie der Luftdurchbrüche und liegt in guter Übereinstimmung stets etwas höher. Trotz oft schwieriger experimenteller Bedingungen bzw. aufwendiger Verfahren beträgt die Abweichung meist weniger als 2%.

Pulsdauer	τ_H		120 fs	500 fs	1 ps	2 ps	5 ps
Energie des Laserpulses	Q	μJ	500	500	500	500	500
<i>Energie der Stoßwellen</i>							
hemisphärische StW.	Q_{3D}	μJ	99	148	173	143	208
	Q_{3D}/Q	%	19.8	29.6	34.6	28.6	41.6
Luftdurchbruch-StW.	$\frac{1}{Q} \int q_{2D} dz$	%	11.7	2.3	1.4	n.b.	n.b.
<i>Strahlungsextinktion</i>							
im Luftdurchbruch	$1 - T_{\text{total}}$	%	12.4	4.4	1.7	1.7	1.0

Tabelle 5.1: Energiebilanz für Stoßwellen für unterschiedliche Pulsdauern (nach Ergebnissen aus [227]). Die Werte für die Luftdurchbruchstoßwellen entstammen Bild 4.4, die der Strahlungsextinktion Bild 4.2 (n.b. = nicht bestimmt).

Die nichtlineare Wechselwirkung der intensiven Laserstrahlung mit dem Atmosphären-gas in der Fokusregion führt zur Ausbildung eines Plasmafilaments entlang der Laserstrahlachse, das seinerseits die später zu beobachtende Luftdurchbruchstoßwelle verursacht, siehe Kapitel 4. Andererseits wird beim Durchgang durch den Luftdurchbruch die Wellenfront des Laserpulses selbst gestört, was, wie in Kapitel 4.4 gezeigt wurde, eine Deformation des Strahlprofils im Fokus hervorrufen kann. Für kürzere, intensive Laserpulse wird die nichtlineare Wechselwirkung überproportional stärker und verursacht ein immer längeres Filament. Mit der Propagationslänge im Gasdurchbruch verstärken sich auch die Phasendeformationen der Wellenfront und die Störungen des Strahlprofils. In der Folge kommt es an der Probe zu einem ungleichmäßigeren Materialabtrag, der seinerseits die Dampfausbreitung innerhalb der sphärischen Stoßwellen beeinflusst. Sie

zeigt daher eine deutliche Abhängigkeit von der Pulsdauer. Bei den längeren Pulsen mit vergleichbar ungestörtem Strahlprofil und gleichmäßigem Materialabtrag tritt in Bild 5.9 eine ausgeprägte, meist symmetrische Pilzform der Strömung zu Tage. Für kürzere Pulse verursacht das stark gestörte Strahlprofil eine inhomogene Ablation, die Dampfvolken verlieren daher an Symmetrie. Sie umfassen immer kompaktere Raumbereiche, innerhalb derer die Strömung zunehmend turbulenter erscheint.

Für ultrakurze Laserpulse verändert eine Variation der Lage des Fokus in Bezug auf die Oberfläche der Probe die durch nichtlineare Wechselwirkungen beeinflusste Wegstrecke, die ein Puls vor seinem Auftreffen auf die Probe zu durchlaufen hat. Umso weiter der Fokus oberhalb der Probe positioniert wird desto länger ist der Strahlweg, auf dem der Puls nichtlineare Phasenstörungen akkumuliert und umso weiter wird die Distanz zur Probenoberfläche, auf der sich diese Phasenveränderungen in Form von Deformationen des Strahlprofils bemerkbar machen können. Wie Bild 5.10 mit Fokuslagenvariationen bei drei Pulsdauern belegt, sind die zugehörigen Unregelmäßigkeiten bei

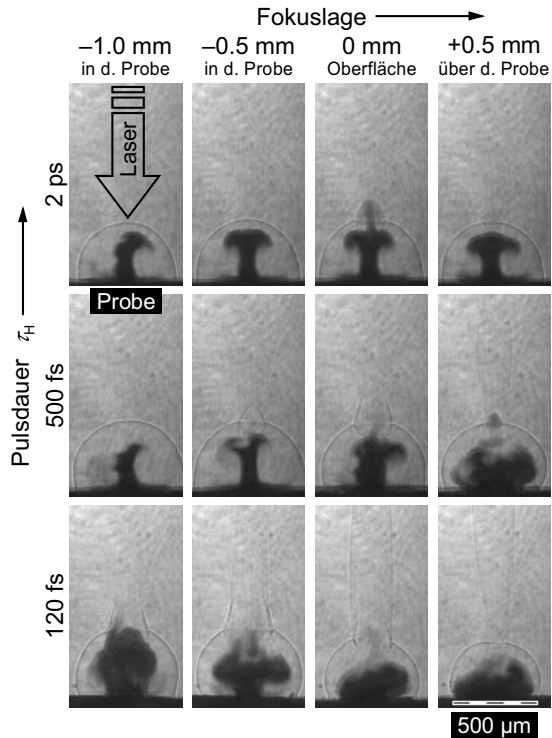


Bild 5.10: Stoßfrontmorphologien und Materialdampfvolken für das Einzelpulsabtragen von Aluminium mit drei unterschiedlichen Pulsdauern (Zeilen) bei verschiedenen Fokuslagen relativ zur Werkstückoberfläche (Spalten). Der Aufnahmezeitpunkt lag ca. 100 ns nach dem Bearbeitungspuls [212] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μ J, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ μ m, $H = 280$ J/cm²; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396$ nm, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns).

der Verdampfung in den Dampfverteilungen der Ablationswolken nachzuweisen. Bei gleicher Pulsdauer verschiebt sich die axiale Position der Luftdurchbruchstoßwelle zusammen mit der Fokusslage und die Turbulenz der Materialdampfverteilungen nimmt mit wachsender Propagationslänge des Laserpulses in der Luftdurchbruchzone vor Erreichen der Probenoberfläche tatsächlich zu. In einem gewissen Umfang gilt dies auch bei einer zusätzlichen Variation der Pulsdauer. So erstreckt sich beispielsweise in den Aufnahmen mit 120 fs Pulsdauer bei Fokusslage -0.5 mm bzw. mit 500 fs bei $+0.5$ mm der Luftdurchbruch über eine vergleichbare Distanz – von etwa 0.4 bis 1.5 mm oberhalb der Probe. Entsprechend ähnlich turbulent ist die zugehörige Materialdampfverteilung in diesen beiden Resonanzabsorptionsfotografien. Weitere Paarungen, die mit jeweils unterschiedlicher Pulsdauer und Fokusslage ein vergleichbares Verhalten zeigen, sind die Aufnahmen {500 fs; -1.0 mm} und {2 ps; -0.5 mm} sowie {500 fs; -0.5 mm} und {2 ps; 0 mm}.

Die turbulenten erscheinenden Materialdampfwolken weisen in aller Regel auch eine schlechtere Reproduzierbarkeit auf als solche mit klar definierten Strömungsmustern. Es liegt also nahe, die verschiedenen Strömungsformen direkt in Bezug zur Prozessstabilität bei der Ablation von Metallen mit einem Einzelpuls zu setzen. Offenbar nimmt diese für einen solchen „elementaren“ Abtragsprozess zu, wenn kurze Pikosekundenpulse anstelle der häufig propagierten Femtosekunden-Laserpulse verwendet werden. Gleichmaßen erweist sich vor diesem Hintergrund eine Fokusslage in moderater Tiefe innerhalb des Werkstücks – etwa in der Größenordnung des Zwei- bis Dreifachen der Rayleighlänge – als möglicherweise sinnvoller als die gängigere Position auf der Werkstückoberfläche. Damit kann zugleich das Problem der großen Ablationszonen auf Grund der starken Strahlaufweitung durch Conical Emission erheblich entschärft werden, vgl. Bilder 2.25, 2.26 und 4.21.

6 Einflüsse repetierend gepulster Bearbeitung

Wie das vorige Kapitel gezeigt hat, verbleibt ablatiertes Material noch lange nach Pulsende in der Atmosphäre über der Abtragszone. Dies sollte einen Einfluss auf den Materialabtrag haben, wenn – wie in der Mikrobearbeitung mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen die Regel – die Ablation mit einer Vielzahl von Pulsen in einer räumlich eng begrenzten Region erfolgt. Jeder Laserpuls kann dann direkt mit Material in Wechselwirkung treten, das vorausgegangene Pulse abgetragen haben. Wegen der hohen Leistungsdichten sollte dieser Effekt bei ultrakurzen Pulsen besonders ausgeprägt sein.

6.1 Transmissionsmessungen bei Pulszügen

Einen vergleichsweise einfachen Zugang zum Abtragsprozess mit einer Vielzahl von Laserpulsen in rascher Folge bietet die Analyse der transmittierten Laserstrahlung in zumindest teiltransparenten Werkstoffen bzw. in opakem Material ab dem Moment des Durchbruchs für eine Durchgangsbohrung. Für die Abbildungen Bild 6.1 und Bild 6.2 wurde während der Aufweitungsphase nach dem Durchbruch in gewissen Zeitabständen die Energiedichte im Laserfokus reduziert, so dass kein Abtrag mehr stattfand und somit auch keine Absorption im Plasma bzw. in ablatiertem Material. Diese so genannte „kalte“ Transmission T_{kalt} quantifiziert die Verluste im Bohrloch auf Grund rein geometrischer Verhältnisse. Im Vergleich zu Transmissionsmessungen bei hoher Energiedichte, der „heißen“ Transmission T_{heiss} , lässt sich der Einfluss des Plasmas bestimmen.

Bei den dielektrischen Materialien in Bild 6.1 erreicht die „heiße“ Transmission am Ende des Prozesses die Werte der „kalten“ Transmission. Somit findet keine nennenswerte Absorption in der Gasphase mehr statt. Dagegen bleiben in Bild 6.2 die Werte für T_{heiss} bei Metallen selbst dann deutlich hinter denen von T_{kalt} zurück, wenn die Bohrung vollständig aufgeweitet ist, d. h. wenn über T_{kalt} keine Veränderungen der Kapillargeometrie mehr nachweisbar ist. Offenbar reicht bei Metallen die geringe Menge des dann noch ablatierten Materials für die Zündung eines absorbierenden Gasdurchbruchs (Plasma) aus, bei Dielektrika hingegen nicht. Für Stahl konnte gezeigt werden, dass die „heiße“ Transmission bei Verwendung einer geringeren Energiedichte ($H = 15 \text{ J/cm}^2$) die Werte von T_{kalt} für eine aufgeweitete Bohrung ebenfalls erreicht [166]. Die Laserintensität und

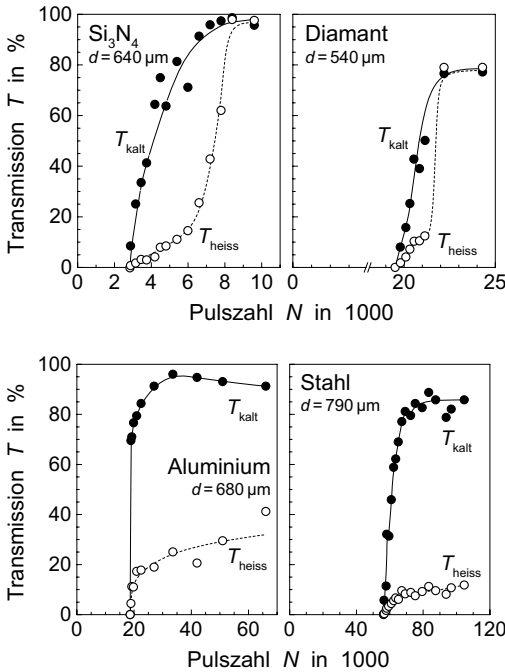


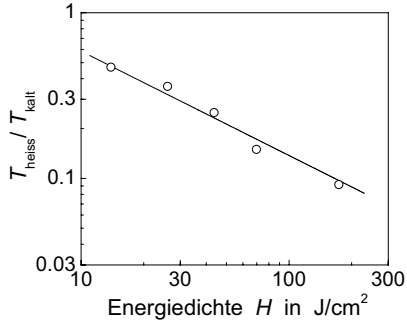
Bild 6.1: Transmissionsgrade von Bohrungskapillaren in dielektrischen Materialien nach dem Bohrungsdurchbruch für 300-ps-Pulse. „Heiße“ Transmission T_{heiss} (○) mit abtragender Energiedichte $H = 175 \text{ J/cm}^2$ und „kalte“ Transmission T_{kalt} (●) mit $Q < Q_S$ ($\lambda = 1078 \text{ nm}$, $f_p = 5 \text{ Hz}$, $d_f = 35 \mu\text{m}$) [252].

Bild 6.2: „Heiße“ (○) und „kalte“ (●) Transmission von Bohrungskapillaren nach dem Bohrungsdurchbruch für Metalle ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $f_p = 5 \text{ Hz}$, $d_f = 35 \mu\text{m}$, $H = 175 \text{ J/cm}^2$) [252,253].

die Menge der noch ablatierten Partikel sind dann für die Zündung eines Plasmas im Bohrloch nicht mehr ausreichend.

Bestätigt wird diese letzte Beobachtung durch die Abhängigkeit der Plasmaausbildung in der Kapillare von der einfallenden Energiedichte. Erwartungsgemäß nehmen die Verluste durch Absorption im Plasma mit wachsender Energiedichte zu, wie Bild 6.3 anhand des Verhältnisses von „heißer“ zu „kalter“ Transmission dokumentiert. Die Zunahme der Plasmaabsorption mit der Energiedichte fällt mit $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}} \propto H^{-0.63}$ aber geringer aus als bei Nanosekundenlaserpulsen. Für diese war in einem analogen Experiment ein nahezu reziproker Zusammenhang ermittelt worden [39]. In der Hirschegg-Modellvorstellung galt jener als Hinweis auf den regelnden Einfluss des Plasmas in der Bohrung während Phase III. Er ermöglicht eine konstante Bohrrate, weil das Produkt aus Energiedichte und Plasmatransmission $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}}$ an der Abtragsfront konstant bleibt, auch wenn geometrische Verluste im Bohrloch die am Bohrgrund auftreffende Energiedichte reduzieren (vgl. Kapitel 2.3.5). Für die kürzeren Sub-Nanosekundenpulse in Bild 6.3 kann die zunehmende Plasmatransparenz einen solchen Rückgang der Energiedichte an der Bohrspitze nicht kompensieren.

Bild 6.3: Verhältnis von „heißer“ zu „kalter“ Transmission von Bohrungskapillaren in Abhängigkeit von der Energiedichte. Messung an Bohrkapillaren in CVD-Diamant direkt nach dem Durchbruch ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_p = 5$ Hz, $d_f = 35$ μ m) [203].



Um den Einfluss des Plasmas auf das Verhalten der Bohrrate bei Sub-ns-Laserpulsen näher zu charakterisieren, wurde in verschiedenen Bohrtiefen die Energieschwelle Q_S ermittelt, die momentan gerade noch zur Ablation am Bohrungsgrund ausreicht, und für Bild 6.4 zur Pulsenergie Q ins Verhältnis gesetzt. Für einen Abtrag direkt bei der Schwelle Q_S , so die Überlegung, vermindern lediglich geometrische Einflüsse die am Bohrgrund zur Verfügung stehende Energie, nicht aber z. B. eine Extinktion im Plasma [164]. Bei einer Energiedichte unterhalb der Schwelle für ein partikelgezündetes Plasma, $H < H_S^{PP}$, nehmen Bohrrate und das Q/Q_S -Verhältnis in ähnlichem Umfang ab. Der Anstieg der geometrischen Verluste bei der Strahlpropagation in der tiefer werdenden Bohrung, der sich im abnehmenden Q/Q_S -Verhältnis zeigt, reicht daher zur Erklärung

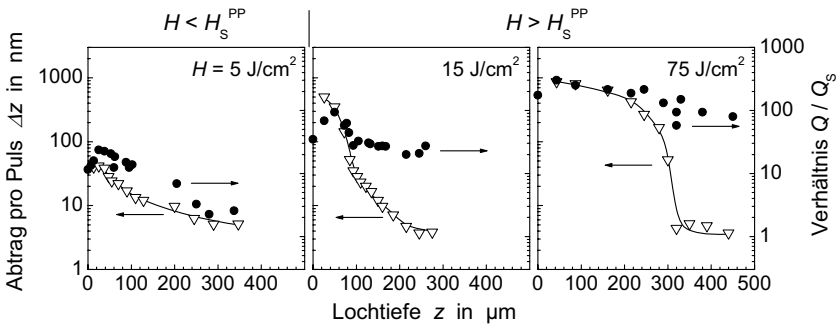


Bild 6.4: Korrelation der Abtragsrate Δz pro Puls (∇) aus Bild 2.17 und Bild 2.18 mit dem Quotienten aus Pulsenergie Q und momentaner Energieschwelle Q_S für die Ablation (\bullet) in Abhängigkeit von der Bohrtiefe. Dargestellt sind Messreihen für eine Energiedichte unterhalb der Schwelle H_S^{PP} für ein partikelgezündetes Plasma (links) sowie für zwei Energiedichten oberhalb H_S^{PP} (Mitte und rechts) [164] (Stahl; $\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_p = 5$ Hz, $d_f = 40$ μ m).

des Verhaltens der Bohrrate aus. Der Materialabtrag am Bohrgrund erfolgt letzten Endes mit immer gleicher Effizienz. Der kleine Anstieg von Q/Q_S bis ca. 50 μm Bohrtiefe lässt sich mit einer gewissen Fokussierung der Laserstrahlung im flachen Krater und der resultierenden höheren Fluenz im Kraterzentrum plausibel erklären.

Für Energiedichten oberhalb der Schwelle H_S^{PP} nimmt die Bohrrate ab einer bestimmten, energiedichteabhängigen Tiefe jedoch erheblich schneller ab als das Q/Q_S -Verhältnis. Dennoch erscheint die Extinktion im partikelgezündeten Plasma als Bohrrate reduzierender Mechanismus nicht plausibel, da das partikelgezündete Plasma schon vor dem Abfall der Abtragsrate vorhanden ist, wie Bild 2.24 anhand der Raten für Bohrfortschritt und Bohrungsaufweitung dokumentiert. Die Wirkung des partikelinduzierten Plasmas auf die Abtragsrate muss also von anderer Natur sein, siehe Abschnitt 6.5.

Bild 6.5 soll klären, inwiefern auch bei ultrakurzen Pulsen ein Zusammenhang zwischen der Plasmaextinktion und den Abtragsraten beim Bohren besteht. Dazu sind für zwei verschiedene Energiedichten die Abtragsraten in Abhängigkeit von der Bohrungslänge sowie die zugehörigen „heißen“ und „kalten“ Transmissionsgrade dargestellt. Während die gemittelten Abtragsraten zwischen 150 μm und 500 μm Materialdicke um rund einen Faktor zehn (20 J/cm^2) bzw. fünf (170 J/cm^2) abnehmen, lässt sich aus den Transmissionswerten kein Trend ableiten, der auf einen starken Plasmaeinfluss hindeutet. Zwar ergibt sich für die niedrige Energiedichte ebenfalls ein starker Rückgang des Transmissionsgrads, doch dieser findet gleichermaßen für T_{heiss} und T_{kalt} statt und zeigt somit keine Zunahme der Plasmaextinktion mit größerer Tiefe an. Vermutlich ist die Abnah-

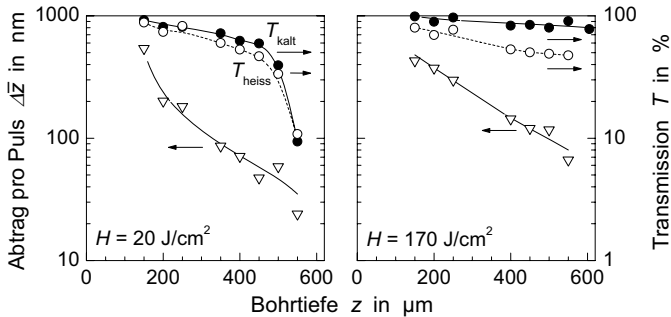


Bild 6.5: Bohrtiefenabhängigkeit von mittlerer Abtragsrate (∇) sowie von „heißer“ (\circ) bzw. „kalter“ (\bullet) Transmission der Bohrkapillaren direkt nach dem Durchbruch bei zwei verschiedenen Energiedichten (Stahl: $\tau_H = 130 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, $d_f = 18 \mu\text{m}$) [204]. Die Abtragsraten $\Delta\bar{z}$ sind jeweils über die gesamte Bohrungstiefe ($\hat{=}$ Materialdicke d) gemittelte Werte.

me vielmehr rein geometrisch bedingt. Für die hohe Energiedichte differieren die T_{heiss} - und T_{kalt} -Werte zwar, doch ist auch dies kein Hinweis auf eine deutliche Extinktion im Plasma, da das Verhältnis $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}}$ mit zunehmender Bohrtiefe nur von rund 0.8 auf 0.6 abnimmt.

Nach Kapitel 5.2 verbleiben Materialdampf und ablatierte Partikel beim Laserabtragen noch sehr lange in der Atmosphäre über der Ablationszone. Einen Hinweis darauf, ob sich dies auch im Prozess auswirkt, können Transmissionsmessungen geben. Dazu wurde für Bohrungen direkt nach dem Durchbruch, wenn der Prozess zum ersten Mal über die Transmission charakterisiert werden kann, und für vollständig aufgeweitete Bohrungen jeweils die Transmission für einzelne Pikosekundenpulse und für 5-Hz-Pulszüge in Abhängigkeit von der Energiedichte bestimmt, Bild 6.6.

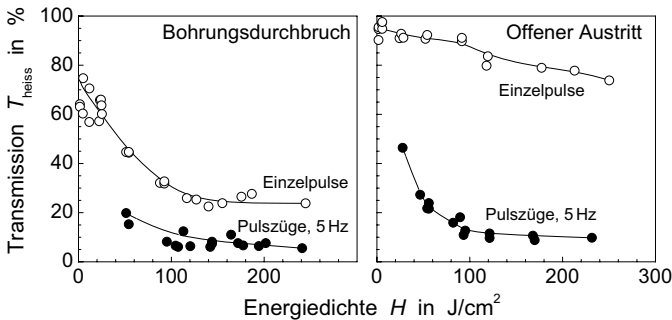


Bild 6.6: Transmissionsgrad von Bohrungskapillaren in 500- μm -dickem Stahl für einzelne Pulse und 5-Hz-Pulszüge in Abhängigkeit von der Energiedichte. Messungen direkt nach dem Bohrungsdurchbruch (links) und bei fertig ausgeformtem Bohrlochaustritt (rechts) ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $d_f = 35 \mu\text{m}$) [166].

Direkt nach dem Durchbruch des Bohrloches ist sowohl für Einzelpulse als auch für die Pulszüge eine deutliche Abnahme der Transmissionswerte mit wachsender Energiedichte zu verzeichnen. Für die Pulszüge liegen sie jeweils unterhalb der Werte für die Einzelpulse. Noch weitaus deutlicher wird der Unterschied bei aufgeweiteten Bohrlochaustritten. Hier erreicht die Transmission für Einzelpulse bei kleinen Energiedichten fast 100% und fällt auch bei 250 J/cm^2 nicht unter 75%. Für Pulszüge ist dagegen ein wesentlich steilerer Abfall zu verzeichnen. Ähnlich wie bei den Messungen für eine eben durchgebrochene Durchgangsbohrung werden bei hohen Energiedichten gerade noch 10% Transmission erzielt. Anscheinend kann selbst die geringe Menge ablatierten Materials, das bei praktisch vollständig ausgeformten Bohrungen noch entsteht, zu hohen Absorptionswerten in der Kapillare führen, wenn auf Grund von partikelindu-

zierter Plasmabildung das abgetragene Material durch die Pulsfolge regelmäßig wieder aufgeheizt wird.

Für den mittleren Energiedichtebereich von $75\text{--}100\text{ J/cm}^2$ wurde über die statistische Wahrscheinlichkeit für einen durch einzelne „Messpulse“ ausgelösten Gasdurchbruch die Verweildauer der Partikel in der Atmosphäre im aufgeweiteten Bohrloch abgeschätzt [166]. Sie liegt bei einzelnen „Bearbeitungspulsen“ bei etwa 3–5 s. nach einer längeren Serie von 5-Hz-Pulsen kann es über zwei Minuten dauern, bis für den Messpuls wieder Einzelpuls-Transmissionsgrade erreicht werden.

Wenn beim Laserbohren mit Sub-Nanosekundenpulsen die Plasmabildung im Bohrloch zumindest teilweise von in der Gasphase schwebenden Partikeln initiiert wird, liegt es nahe, diese Laserplasmen auch hinsichtlich ihrer streuenden Eigenschaften zu charakterisieren. In einer Kombination der Versuchsanordnungen aus Bild 3.1 und Bild 3.2 wird hinter einer Durchgangsbohrung eine kreisförmigen Blende in den Strahlengang eingebracht, welche das Zentrum des Strahls abdeckt. Korrigiert um den bei geringer Pulsenergie gemessenen geometrischen Transmissionsgrad T_0 der Apertur, kann ein Streugrad $T_S - T_0$ definiert werden, der den vom Plasma in der Bohrung zusätzlich an der Blende vorbei gestreuten Energieanteil angibt, siehe Bild 6.7.

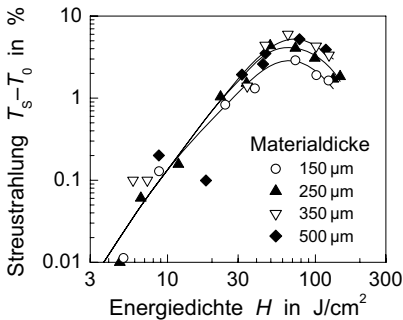


Bild 6.7: Nachweis der Streuung von 300-ps-Laserstrahlung an Plasma in Bohrkanälen. Darstellung von $T_S - T_0$ für Bohrkapillaren unterschiedlicher Länge in Stahlproben ($\tau_H = 300\text{ ps}$, $\lambda = 1078\text{ nm}$, $d_f = 35\text{ }\mu\text{m}$). Die Variation der Energiedichte erfolgte nur in der Messung, alle Bohrungen wurden bei $H = 80\text{ J/cm}^2$ angefertigt [254].

Für geringe Energiedichtewerte wächst der gestreute Strahlungsanteil der Tendenz nach quadratisch mit der Energiedichte. Unterhalb von ca. 30 J/cm^2 sind die Messwerte durch die Differenzbildung allerdings stark fehlerbehaftet und mit $T_S - T_0 \leq 1\%$ für die Praxis auch wenig relevant. Oberhalb dieser „Schwelle“ setzt sich das Wachstum des Streustrahlungsanteils zunächst fort. Um 70 J/cm^2 durchläuft die Streuung schließlich unabhängig von der Materialdicke ein Maximum. Der gemessene Streugrad nimmt mit der Bohrungslänge zwar zu, für die längsten Bohrungen weist er aber mit Spitzenwerten von rund 5.5% eine Sättigung auf. Dieser Wert ist sicherlich nicht ausreichend, um die bei tiefen Bohrungen beobachtete Stufenbildung oberhalb der schlanken Bohrspitze zu

erklären, vgl. Bild 2.22. Trotz des überraschenden Maximums der gemessenen Streustrahlungsanteile darf vermutet werden, dass die Streuung mit steigender Energiedichte weiter zunimmt. Die bei den höchsten Energiedichten wieder abnehmenden Werte gehen wahrscheinlich auf einen Abschattungseffekt (Vignettierung) an der „Apertur“ des Lochaustritts zurück, da die untersuchten Kapillaren bei einer einheitlichen Energiedichte von nur 80 J/cm^2 gebohrt worden waren [155, 254].

6.2 Ablationsdynamik für unterschiedliche Pulszahlen

Im Kapitel 4.1 ist dargestellt, wie vehement die gasdynamische Reaktion auf einen dielektrischen Durchbruch in Luftatmosphäre ausfällt und wie bedeutend der dabei umgesetzte Energieanteil vor allem bei Femtosekunden-Laserpulsen ist. Auf der anderen Seite zeigt Kapitel 5, dass der bei der Ablation mit ultrakurzen Pulsen anfallende Materialaustrag noch geraume Zeit in der Atmosphäre über der Probe verweilt. Beim Abtragen mit einer Vielzahl von Pulsen auf eng begrenztem Raum, wie es für ultrakurze Pulse die Regel ist, ist daher mit einem deutlichen Einfluss der Pulszahl auf den einzelnen Ablationsprozess zu rechnen, da nachfolgende Pulse in der Atmosphäre auf das zuvor ablatierte Material treffen. Insbesondere kann eine Zunahme der Stärke von Luftdurchbrüchen erwartet werden.

Bild 6.8 zeigt Resonanzabsorptionsfotografien von Abtragswolken, die bei einer Puls-wiederholrate von 1 kHz jeweils für den letzten einer kleinen Serie von 500-fs-Pulsen aufgenommen wurden [216]. Sowohl für die hemisphärischen und zylindrischen Stoßwellen wie auch für die Materialdampfwolke sind bei zunehmender Pulszahl deutliche Trends zu erkennen. Während die halbkugelförmige Stoßfront in ihrer ausgewogenen Form und Ausdehnung nur gering beeinflusst wird, verliert die Dampfverteilung schnell an Symmetrie und wird mit wachsender Pulszahl immer turbulenter. Zugleich werden die Umrisse verwaschener und der Dampf vermischt sich stark mit dem Atmosphäregas innerhalb der Stoßwelle.

Am auffälligsten ist die Veränderung der Stoßwelle des Luftdurchbruchs bei der Ablation mit mehreren Pulsen, wobei keine direkte Korrelation der Beobachtungen mit der Pulszahl besteht. Offenbar kann schon der zweite Laserpuls eine Stoßwelle erzeugen, die sich von der eines einzelnen Pulses komplett unterscheidet. Die Aufnahme für den 5. Puls weist eine deutliche Verstärkung des Luftdurchbruchs im Bereich zwischen ca. $500 \mu\text{m}$ und mindestens 1 mm über der Probenoberfläche aus. Andererseits ist dieses Phänomen in den Aufnahmen für einen 20. oder 50. Puls nicht zu sehen. Da das Luftdurchbruchsverhalten bei Pulsserien ganz offensichtlich stark statistisch geprägt ist, fällt

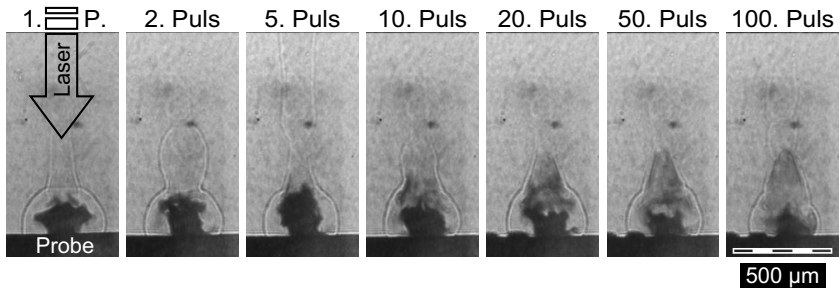


Bild 6.8: Mittels Resonanzabsorptionsfotografie sichtbar gemachte Materialdampfverteilung und Stoßwellen für Abtragswolken beim Perkussionsbohren von Aluminium mit 500-fs-Pulsen bei hoher Pulswiederholrate. Gezeigt ist jeweils die Ablationswolke für den letzten Puls einer Pulsreihe mit etwa 50 ns Zeitverzögerung relativ zu diesem Bearbeitungspuls [216, 234] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μ J, $f_p = 1$ kHz; Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ μ m, $H = 200$ J/cm², Fokusslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396$ nm, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns).

eine Bewertung hinsichtlich einer möglichen Materialakkumulation in der Atmosphäre besonders für kurze Sub-Pikosekundenpulse schwer.

In Bild 5.8 wurde nachgewiesen, dass abgetragenes Material nach dem Laserpuls über mehrere Millisekunden hinweg in nennenswertem Umfang in der Atmosphäre über der Probe verbleibt und sich mit der Mie-Streustrahlungsfotografie gut nachweisen lässt. Die Streustrahlungsmethode auch auf Pulszüge anzuwenden und das Ausmaß der Akkumulation von Material über mehrere Pulse hinweg direkt sichtbar zu machen, liegt daher nahe. Dazu zeigt Bild 6.9 Bildserien für Pulszüge von 1–50 Pulsen bei Bearbeitungspulsdauern von 120 fs, 500 fs und 2 ps. Die Aufnahmen sind jeweils rund eine halbe Millisekunde nach dem letzten Puls eines Pulszuges entstanden. Stärker noch als die Aufnahmen in Bild 5.8 für Einzelpulse bei langen Verzögerungszeiten zeigen die Streustrahlungsfotografien die Bildung von Wolken mit faszinierenden Materialdampfverteilungen und Strömungsmustern. Obgleich die Reproduzierbarkeit dieser Formen gering ist, lässt sich doch zweifelsfrei festhalten, dass es mit zunehmender Pulszahl tatsächlich zu einer deutlichen Anreicherung von Material kommt. Allerdings scheinen die Wolken nicht unbedingt dichter zu werden, wenn sich immer mehr Material ansammelt. Vielmehr gewinnen sie mit höheren Pulszahlen vor allem an geometrischer Ausdehnung, weil das von den ersten Pulsen der Serie ablatierte Material mehr Zeit zur Ausbreitung hatte. Da zudem auch beim Einsatz reptierender Laserpulse ein etwa 500–800 μ m umfassender Bereich unmittelbar über der Probe fast dampffrei bleibt (vgl. auch Bild 5.8), erscheint plausibel, warum sich in vielen Fällen das Gasdurchbruchverhalten – bezogen

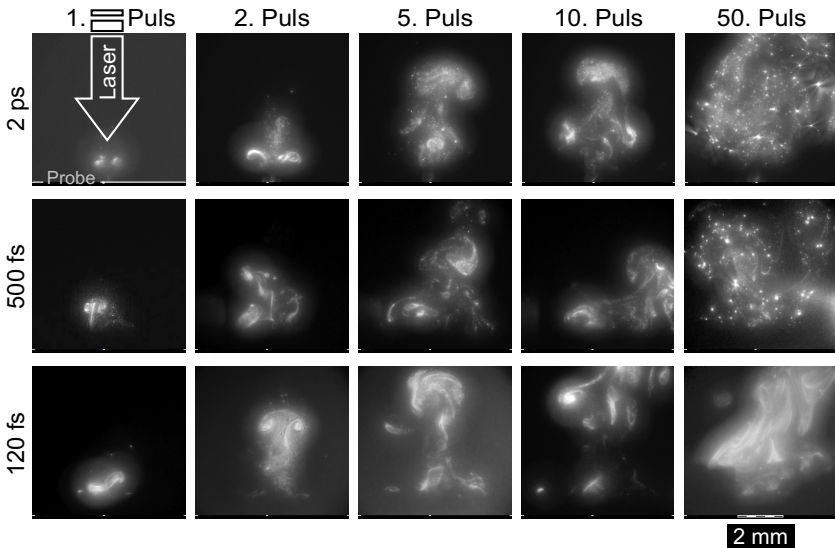


Bild 6.9: Akkumulation von ablatiertem Material in der Atmosphäre über dem Werkstück beim Perkussionsbohren von Aluminium mit drei verschiedenen Pulsdauern zwischen $\tau_H = 120$ fs und 2 ps. Die Mie-Streustrahlungsfotografien sind jeweils rund 500 μ s nach dem letzten Puls einer Pulsreihe von 1, 2, 5, 10 oder 50 Pulsen entstanden [212, 234] ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μ J, $f_p = 1$ kHz; Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ μ m, $H = 280$ J/cm², Fokuslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 308$ nm, Zeitauflösung $\tau_B = 30$ ns).

auf Durchbruchstärke oder -häufigkeit – auch für größere Pulszahlen nicht dramatisch verändert: in der Region, in der die Laserpulse ihre höchste Leistungsdichte erreichen, bleibt die Materialdampfdichte fast unabhängig von der Pulszahl auf vergleichsweise niedrigem Niveau.

Interessant ist weiterhin die Beobachtung, dass die Ablationswolken in Bild 6.9 für Femtosekundenpulse vorwiegend aus feinem Dampf bestehen, so dass sie als nebelartige Strukturen in Erscheinung treten. Für die längeren Pulse wird das Erscheinungsbild der Wolken zunehmend von kleinen, hellen Streuzentren geprägt, deren Intensität viel höher ist als die des feinen Nebels, der nach wie vor dazwischen existiert [212]. Vermutlich ist die Präsenz größerer Partikel oder von Partikel-Clustern für diese hellen Zentren verantwortlich, welche die UV-Strahlung der Beleuchtung deutlich effizienter streuen.

6.3 Einfluss der Repetitionsrate

Im Pikosekunden-Pulsdauerregime erfahren viele Laserpulse selbst bei höheren Pulszahlen eine nur geringe Beeinträchtigung in der atmosphärischen Wechselwirkungszone, was sich z. B. in vergleichsweise gut reproduzierbaren Luftdurchbruchstoßwellen äußert. Pikosekunden-Laserpulse sind daher gut geeignet, Effekte der Materialanreicherung auf die eigentlichen Ablationswolken genauer zu untersuchen.

Bild 6.10 zeigt Abtragswolken beim Laserbohren mit unterschiedlichen Puls wiederholraten und Pulszahlen. Links im Bild ist als Referenz eine entsprechende Ablationswolke für einen Einzelpuls abgebildet. Beim Vergleich der Aufnahmen des 2., 10. und 100. Pulses bei 1-kHz-Repetitionsrate (rechte Spalte) zeigt sich mit zunehmender Pulszahl eine Vergrößerung der Stoßfrontausbeulung durch den Luftdurchbruch, während die hemisphärische Stoßwelle leicht an Größe verliert. Insgesamt darf also auf eine Verlagerung des Energieinhalts der Stoßwellen von der hemisphärischen hin zur Luftdurchbruch-Stoßwelle geschlossen werden. Die Materialdampfverteilung wird mit höherer Pulszahl zunehmend unregelmäßiger. Im Vergleich zum ersten Puls (Einzelpuls-Aufnahme) dringt zunächst Dampf auch in die ursprünglich vom Luftdurchbruch hervorgerufene

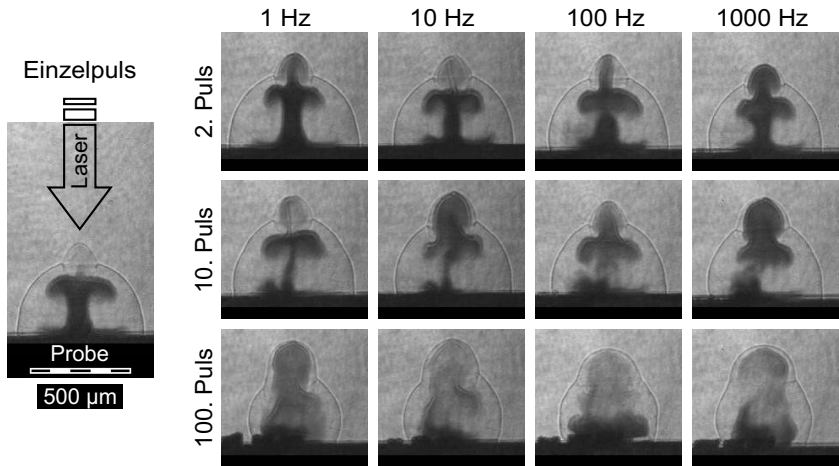


Bild 6.10: Einfluss von Puls wiederholrate und Pulszahl bei der Ablation von Aluminium mit 5-ps-Laserpulsen. Die Resonanzabsorptionsfotografien sind jeweils ca. 100 ns nach dem letzten Puls einer Serie aufgenommen worden [212, 234] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \mu\text{J}$; Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \mu\text{m}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokusslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396 \text{ nm}$, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).

Stoßwelle ein (2. Puls), dann wird die pilzförmige Dampfströmung teilweise gestört (10. Puls). Beim 100. Puls sind schließlich keine klaren Strömungsmuster mehr zu unterscheiden, da der Dampf mehr oder weniger das gesamte Volumen der Stoßwelle in der Umgebung der Laserstrahlachse ausfüllt.

Versuche bei einer einzigen Repetitionsrate können jedoch die Ursache der unregelmäßigen, turbulenten Dampfverteilungen nicht klären: Handelt es sich bei den Beobachtungen tatsächlich um die Auswirkung einer Materialdampfanreicherung? Möglicherweise weisen sie nur auf eine Veränderung der Ablationseigenschaften – und damit der Anfangsbedingungen der Dampfströmung – auf Grund des tiefer werdenden Kraters und des Grataufwurfs an dessen Rand hin¹ (vgl. hierzu [255]). Bild 6.10 vergleicht daher die Pulszahlvariation zusätzlich bei unterschiedlichen Repetitionsraten von 1–1000 Hz.

Überraschend ist vor allem, dass sich bei einer Variation der Pulswiederholrate über drei Größenordnungen hinweg in den Aufnahmen zu gleichen Pulszahlen insgesamt so wenig an der Form der Ablations- und Dampfwolken verändert. Die Unregelmäßigkeit oder Turbulenz der Strömung in der Dampfphase scheint mit der Repetitionsrate leicht zuzunehmen. Doch insgesamt übersteigt diese Tendenz kaum die Prozessfluktuationen, die in Aufnahmen aus mehreren direkt äquivalenten Experimenten beobachtet werden können. Für die Materialdampfströmung muss demnach die Veränderung der Abtragsgeometrie im Krater die dominierende Einflussgröße sein.

Die für höhere Pulszahlen vergrößerte Luftdurchbruchstruktur in den Stoßwellen kann allerdings nur eingeschränkt mit der veränderten Oberflächenbeschaffenheit der Probe erklärt werden. Die Anreicherung von Materialdampf und Partikeln über mehrere Abtragspulse hinweg erscheint hierfür die näher liegende Erklärung. Umgekehrt bedeutet dies jedoch, dass das abgetragene Material eine sehr hohe Verweilzeit in der Atmosphäre über der Probe haben muss. Es stellt für den nachfolgenden Bearbeitungspuls selbst bei einer Pulspause von einer Sekunde ein vergleichbares Hindernis dar wie bei Puls-zu-Puls-Zeitabständen im Millisekundenbereich (vergleiche hierzu die erste und die letzte Spalte in Bild 6.10). Vor dem Hintergrund der in Bild 6.6 dargestellten Ergebnisse von Bohrlochtransmissionsmessungen sind Verweildauern in dieser Größenordnung aber durchaus plausibel. Zu Bild 6.10 analoge Bildserien bei 120-fs- und 1-ps-Pulsen sowie Aufnahmen mit einer kürzeren Verzögerungszeit nach dem letzten Puls sind in Anhang A.2 dargestellt. Im Rahmen der Unterschiede, die in Kapitel 5.3 für die Ablationswolken bei unterschiedlichen Pulsdauern dargestellt sind, bestätigen sie die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Beobachtungen für 5-ps-Pulse.

¹Gut zu sehen sind Grataufwürfe in Bild 6.10 bei den Aufnahmen zu den 100. Pulsen. Links neben der Ablationswolke sind jeweils die Krater der vorausgegangenen Einzelversuche zu erkennen.

Trotz der langen Verweildauer von ablatiertem Material in der Atmosphäre lässt sich in Kombination mit Bild 5.8 aus Bild 6.9 schließen, dass zumindest für das Laserstrukturieren mit relativ oberflächennahem Abtrag auch bei höheren Pulswiederholraten keine zusätzlichen Schwierigkeiten zu erwarten sind. Selbst bei einer für Strukturierprozesse hohen Pulsenergie von $Q = 500 \mu\text{J}$ verbleibt ab $100 \mu\text{s}$ nach dem Puls ein praktisch konstanter, knapp 1 mm großer Bereich über der Probe dampffrei. Bis 10-kHz-Repetitionsrate würde ein nachfolgender Puls daher immer gleiche Bedingungen vorfinden. Für höhere Pulswiederholraten könnte das Prozessergebnis durch eine transversale Gasströmung abgesichert werden, die für einen kontinuierlichen Austausch der Prozessatmosphäre sorgt, Bild 6.11.

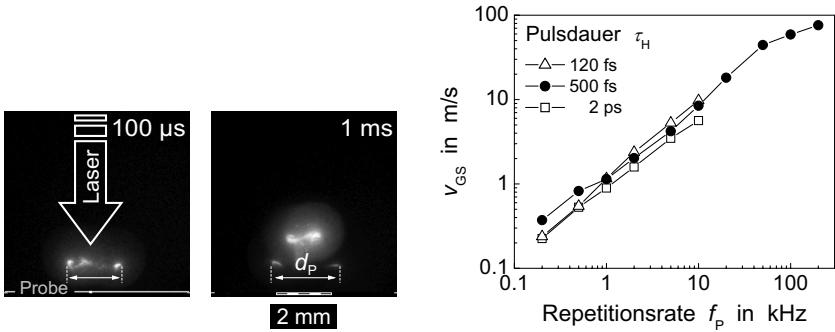


Bild 6.11: Abschätzung der Mindestströmungsgeschwindigkeit v_{GS} für einen transversalen Gasstrom zur vollständigen Entfernung der Ablationsprodukte im Gasraum in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate (rechts). Die Dampf Wolken müssen in der Zeit zwischen zwei Pulsen mindestens um die Hälfte ihres Durchmessers d_P „weggeblasen“ werden, wie in den Aufnahmen links für $f_P = 10$ kHz bzw. 1 kHz ist dargestellt (nach [227]) ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500 \mu\text{J}$; Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \mu\text{m}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokusslage 0; Aufnahmen mit $\tau_H = 120$ fs).

Im realen Prozess liegen die Pulsenergien oft 1–2 Größenordnungen niedriger als in den Experimenten der Abschnitte 6.2 und 6.3 [256]. Die Menge des ablatierten Materials ist daher deutlich geringer. Allein auf Grund der Gasdynamik ist daher zu erwarten, dass mit ultrakurzen Pulsen noch bis weit in den 100-kHz-Bereich problemlos laserstrukturiert werden kann. Analog sinken mit der ablatierten Materialmenge auch die Anforderungen an die Strömungsgeschwindigkeit v_{GS} einer reinigenden Gasströmung nach Bild 6.11. Beim Laserabtragen in tieferen Strukturen und speziell beim Präzisionsbohren liegen die Verhältnisse etwas anders. Die Materialabfuhr in der Gasphase wird ganz entscheidend von der Abtragsgeometrie geprägt. Wie Bild 7.11 nachweist, ist im Sinne einer hohen Gesamtprozesseffizienz eine hohe Pulsenergie hier kaum verzichtbar. Während

eine Materialakkumulation in der Atmosphäre wegen der Gasdurchbruch-verstärkenden Wirkung sicherlich unerwünscht ist, kann eine Energiedeposition in der Gasphase innerhalb der Struktur über die Wirkungen des resultierenden heißen Plasmas sogar von Vorteil sein (vgl. Kapitel 2.3).

6.4 Spektroskopie am laserinduzierten Plasma

Während die bildgebenden Verfahren gut geeignet sind, die Ablationsdynamik für flache Krater in großer Detailtreue zu untersuchen, so stoßen sie bei tieferen Bohrungen schnell an ihre Grenzen, da ein Abbild der Ablationsregion nur noch sehr eingeschränkt gewonnen werden kann. Andere optische Verfahren sind daher besser geeignet, das Prozessverständnis beim Laserbohren mit hohen Aspektverhältnissen voranzubringen. Über eine spektroskopische Analyse der Plasmaemission wurde der Einfluss von partikel-induzierten Plasmen auf den Bohrfortschritt bei Sub-Nanosekundenpulsen untersucht [205]. Bild 6.12 zeigt Spektren eines Luftdurchbruchplasmas bei einer Energiedichte von $H = 225 \text{ J/cm}^2$ sowie von Plasmen beim Abtragen flacher Krater in Stahlproben mit der gleichen und einer 100-fach niedrigeren Energiedichte. Die spektrale Intensitätsverteilung erlaubt die Detektion typischer Linienspektren für Legierungsatome

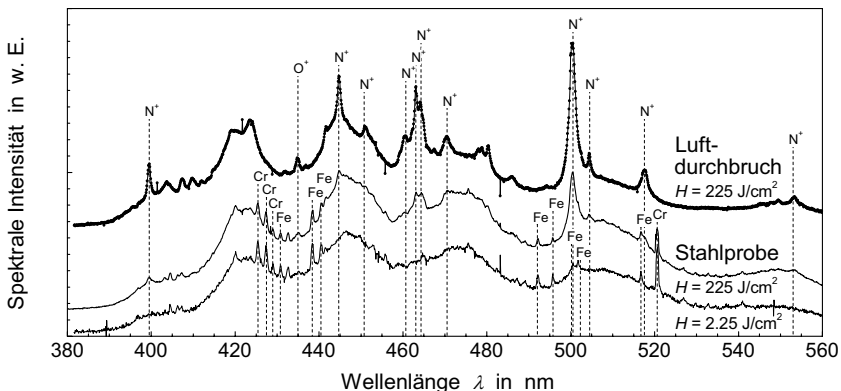


Bild 6.12: Spektren von laser-induzierten Plasmen im sichtbaren Spektralbereich für einen Luftdurchbruch mit hoher Energiedichte sowie beim Abtragen flacher Krater auf X5 CrNi 1810-Edelstahl mit hoher und niedriger Energiedichte [205] ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $d_f = 40 \mu\text{m}$). Wichtige Spektrallinien des Luftdurchbruchs (ionisierter Stick- und Sauerstoff: N^+ , O^+) und des Metaldampfes (Chrom Cr, Eisen Fe) sind speziell ausgewiesen.

und für Ionen der Atmosphärelemente. Während das Spektrum des Luftdurchbruchs nur Linien von Ionen der Elemente von Luft aufweist, sind im Spektrum des Materialdampfplasmas bei geringer Fluenz im Wesentlichen nur Chrom- und Eisen-Linien zu sehen. Bei $H = 225 \text{ J/cm}^2$ treten aber auch beim Abtragen Linien der Ionenspektren von Sauerstoff und Stickstoff im Plasma auf. Es entsteht also bei Materialbearbeitung mit ausreichend hoher Energiedichte ebenfalls ein Luftdurchbruchplasma, und der Nachweis der Ionenspektren von O^+ und N^+ kann möglicherweise als Indikator dafür dienen.

Für diesen Nachweis sind in Bild 6.13 die Intensitäten einer ausgewählten Stickstoffionen- sowie je einer Chrom- und Eisen-Spektrallinie über der Energiedichte des beaufschlagenden Laserpulses aufgetragen. Da die intensivsten Maxima der Spektren häufig Überlagerungen mehrerer Spektrallinien darstellen, sind zur quantitativen Analyse weniger ausgeprägte, aber klarer definierte Linien zu bevorzugen. Während die Metaldampflinien graduell mit der Fluenz wachsen, zeigt sich für die N^+ -Linie ein recht steiler Anstieg der Intensität bei $5\text{--}10 \text{ J/cm}^2$. Als Indikator für das Auftreten eines Luftdurchbruchplasmas, der das Schwellverhalten hervorragend abbildet, eignet sich die Verhältnisbildung mit einer Linie des Metaldampfs.

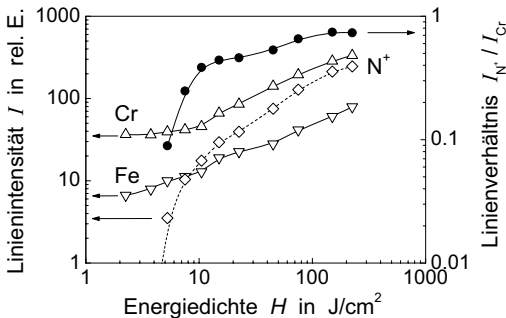


Bild 6.13: Integrale Linienintensitäten – Flächen unter den Spektrallinien des um den breitbandigen Hintergrund bereinigten Spektrums in Bild 6.12 – für ausgewählte Linien (N^+ : $\lambda = 517.7 \text{ nm}$, Fe: 516.75 nm , Cr: 520.5 nm ; offene Symbole). Die Nachweisgrenze liegt bei etwa 1 [205]. Das Linienverhältnis $I_{\text{N}^+}/I_{\text{Cr}}$ (●) kann als Indikator für den Luftdurchbruch dienen [257].

Die faseroptische Lichtübertragung der Plasmaemission in diesem Experiment erlaubte eine räumliche Auflösung der Messungen. Für ausgewählte N^+ - und Fe-Linien sind in Bild 6.14 die Intensitäten in Abhängigkeit vom Abstand relativ zur Werkstückoberfläche dargestellt. Der Luftdurchbruch (N^+ -Linie) leuchtet in einiger Distanz von Werkstück am hellsten, wobei sich das Maximum der Intensität mit steigender Energiedichte zu größeren Abständen hin verschiebt. Bei einer Fluenz von 150 J/cm^2 beträgt dieser immerhin rund $400 \mu\text{m}$. Die Intensität der Linie des Metaldampfplasmas (Fe) weist überraschenderweise eine ganz ähnliche räumliche Verteilung auf. Demnach hat der Materialdampf zwar seinen Ursprung in der Ablation am Werkstück, erreicht aber erst in der Region des partikel-gezündeten Luftdurchbruchs durch weitere Aufheizung seine maximale Temperatur und damit höchste elektronische Anregung und Leuchtstärke.

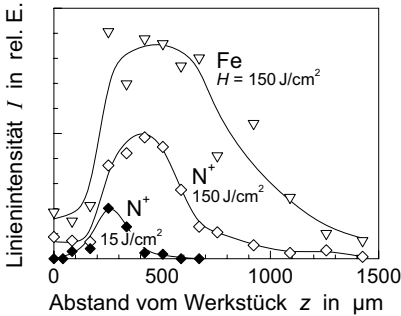


Bild 6.14: Räumliche Intensitätsvariation der Emission des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen flacher Krater in Edelstahl. Auswertung der Stickstoffionen-Linie bei 504,51 nm für eine niedrige (\diamond) und eine hohe Energiedichte (\diamond) sowie der Eisen-Linie bei 537,15 nm für die hohe Fluenz (∇) [205] ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm).

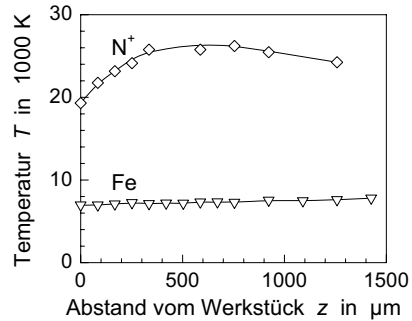


Bild 6.15: Aus Stickstoffionen- und Eisen-spektrallinien unter Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts errechnete orts aufgelöste Plasmatemperaturen für flache Krater in Edelstahl in Abhängigkeit vom Abstand zur Werkstückoberfläche [205] ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $d_f = 40$ µm, $H = 150$ J/cm²).

Eine Bestätigung dieser Vermutung soll über eine Abschätzung der Temperatur im Plasma auf Basis der spektralen Analyse der Plasmaemission erfolgen. Die Temperatur kann bei Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts aus dem Intensitätsverhältnis verschiedener Spektrallinien einer Plasmaspezies im gleichen Ionisationszustand gewonnen werden [258]. Die Untersuchung von Linien des einfach ionisierten Stickstoffs und neutralen Eisens in Bild 6.15 liefert je nach Distanz der betrachteten Region vom Werkstück Temperaturen zwischen 19 000 und 26 000 K für N^+ und 7000–7600 K für Fe. Die Diskrepanz der Temperaturen und die unerwartet homogene Temperaturverteilung für den Metaldampf liegen vermutlich in der zeitlichen Integration bei der spektralen Strahlungsmessung begründet. Die Aufnahmezeit liegt mit mehr als einer Sekunde erheblich über den typischen Abklingzeiten der Plasmaluminiszenz, die Mittelwertbildung erfolgt somit praktisch über alle Temperaturbereiche bis hinunter auf „Raumtemperatur“-Niveau. Dabei fallen insbesondere bei Neutralatomen die im Verhältnis erheblich länger andauernden Strahlungsanteile bei niedrigen Plasmatemperaturen stark ins Gewicht und reduzieren das scheinbare Temperaturniveau. Ionen sind dagegen überhaupt nur bei höheren Temperaturen zu Beginn präsent, die anhand ihrer Linienstrahlung gemessene Temperatur kommt der tatsächlichen Plasmatemperatur während des Prozesses daher deutlich näher. Dennoch verändert die zeitliche Integration auch für die Ionen das effektive Besetzungsverhältnis der verschiedenen elektronischen Ausgangszustände zugunsten der energetisch tiefer liegenden, was eine scheinbare Tem-

peraturniedrigung bei der Auswertung nach sich zieht [205]. Insofern stellen auch die aus den N^+ -Linien gewonnen Temperaturen wahrscheinlich nur eine Abschätzung der unteren Grenze der möglichen Plasmatemperaturen dar.

6.5 Erweiterung des Bohrmodells

Die bislang gezeigten Untersuchungen zur spektroskopischen Plasmaanalyse haben sich auf das Abtragen flacher Krater beschränkt. Um zu einem Verständnis des Bohrprozesses selbst zu gelangen, zeigt Bild 6.16 die Entwicklung der Linienemission je einer charakteristischen Linie von Chromatomen und Stickstoffionen beim Bohren. Während die Linienintensität für Chrom ab einigen tausend Pulsen stark abfällt, zeigt diejenige für N^+ -Ionen einen einerseits eher graduellen Rückgang über die gesamte Bohrdauer und andererseits eine insgesamt geringere Abnahme. Die zusätzlich dargestellten Kurven der Lochtiefenentwicklung und der radialen Ätzrate verdeutlichen, dass der Rückgang der Cr-Linienintensität nicht etwa mit der Veränderung der Bohrgeschwindigkeit bei rund 500 Pulsen zusammenfällt, sondern vielmehr mit dem starken Einbruch der

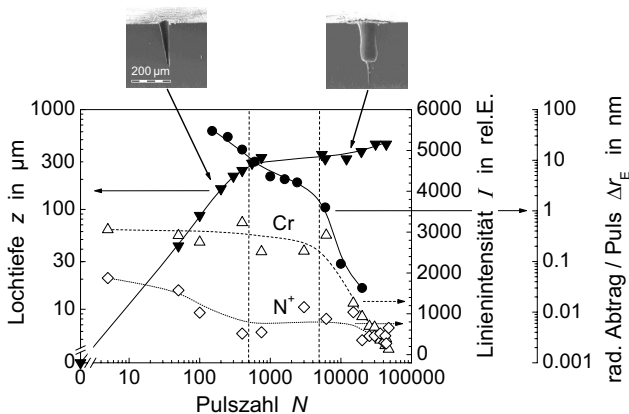


Bild 6.16: Entwicklung von Lochtiefe, radialer Ätzrate und der Intensitäten von charakteristischen Spektrallinien mit der Pulszahl beim Bohren von Edeltahl (X5 CrNi 1810). Anhand der Lochtiefenkurve (siehe Bild 2.17) und der Ätzrate (siehe Bild 2.24) sind verschiedene Bohrphasen unterscheidbar, denen typische Geometrien im Längsprofil der Bohrungen aus Bild 2.22 zugeordnet werden können ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $d_f = 40$ μm , $H = 75$ J/cm²; Spektrallinien: $\lambda_{Cr} = 520.7$ nm, $\lambda_{N^+} = 568$ nm) [241, 257].

radialen Ätzrate bei rund 5000 Pulsen. Zusammen mit der in Bild 6.14 gezeigten Beobachtung, dass bei flachen Kratern das an Partikeln gezündete Gasdurchbruchplasma seine höchste Leuchtstärke einige hundert Mikrometer oberhalb der Ablationszone hat, gewinnt damit eine ganz neue Interpretation des Einflusses dieses Plasmas auf das Bohren mit Sub-Nanosekundenpulsen an Kontur.

Zu Beginn des Bohrprozesses erfolgt der Vortrieb über einige 100 Pulse hinweg mit fast konstanter Bohrrate. In dieser Phase bildet sich eine kegelförmige Lochkontur aus (linker Längsschnitt in Bild 6.16 und Bohrlochentwicklung in Bild 2.22), wobei durch das schnelle Voranschreiten der Kegelspitze auch die radiale Ätzrate am Bohrungseintritt auf hohem Niveau liegt. In dieser Phase liegt das Gasdurchbruchplasma im Wesentlichen oberhalb der Werkstückoberfläche und kann daher gut nach allen Seiten expandieren. Ab einer Bohrungstiefe von einigen hundert Mikrometern beginnt dieses Plasma in die Bohrkapillare einzudringen. Der hohe Druck im Plasma wirkt wie ein Pfropfen, welcher die Bohrung verschließt und die Abströmung des ablatierten Materials stark einschränkt. Der Bohrungsvortrieb wird dadurch stark verlangsamt, nicht aber die Bohrungsaufweitung. Diese wird durch die ätzende Wirkung des heißen Plasmas weiterhin aufrecht erhalten und der resultierende Abtrag sorgt für ein weiterhin hohes Niveau der Metaldampf-Emission. Erst mehrere tausend Pulse später, wenn die Bohrung am Eintritt vollständig aufgeweitet ist und sich die charakteristische Bohrungsmorphologie ausgebildet hat (rechter Schnitt in Bild 6.16, kommt der Materialabtrag am Eintritt zum Erliegen. Die Emission des Metaldampfes reduziert sich mit zunehmender Tiefe, da auf Grund des stetig abnehmenden axialen Vortriebs und der nun unveränderten Morphologie im unteren Teil der Bohrung, der Volumenabtrag ständig zurück geht.² Teilweise könnte die Abnahme des Prozessleuchtens auch durch geometrische Abschattung des Lichtwegs zum Detektor verursacht werden, da dieser Abtrag im Wesentlichen am Bohrungsgund stattfindet. Die Emission des Luftdurchbruchs wird ebenfalls durch die Bohrungsgeometrie eingeschränkt, stammt aber aus einer einige hundert Mikrometer höher im Bohrloch gelegenen Region und zeigt daher eine geringere Abnahme mit Pulszahl und Lochtiefe.

²Diese Argumentation gilt unter der plausiblen Voraussetzung einer weitgehend homogen zusammengesetzten Stahllegierung, bei der die Chrom-Atome nicht bevorzugt nahe der Probenoberfläche liegen. Ansonsten wäre der Abfall der Cr-Linienintensität direkt mit der Lochaufweitung, d. h. der radialen Abtragsrate am Bohrungseintritt gekoppelt.

7 Einflüsse der Umgebungsatmosphäre

Angesichts der großen Bedeutung, die das laserinduzierte Plasma für den Prozess des Laserbohrens mit kurzen und ultrakurzen Pulsen spielt, müsste über die Variation der Prozessatmosphäre gezielt Einfluss auf das Plasma und seine Wechselwirkung mit der Laserstrahlung und mit dem Werkstück zu nehmen sein. Die Auswirkungen verschiedener Atmosphärenbedingungen speziell auf die nichtlineare Wechselwirkung im Atmosphärenogas und den Effekt der Conical Emission bei Femtosekundenlaserpulsen sind schon in Kapitel 4.7 dargelegt worden. Im Folgenden soll die Wirkung der Atmosphäre auf den Abtragsprozess untersucht werden, wobei der Schwerpunkt auf einer Variation (Reduktion) des Umgebungsdrucks bis zu moderatem Vakuum liegt. Einerseits lassen sich damit Atmosphäreinflüsse und -wechselwirkungen für das Prozessverständnis gewissermaßen „zu-“ und „abschalten“, andererseits ist – wie in Abschnitt 7.3 ausgeführt wird – auch eine technische Umsetzung interessant und mit verhältnismäßig einfachen Mitteln möglich.

7.1 Abtragsraten bei reduziertem Atmosphärendruck

Aus prozesstechnischer Sicht ist zunächst einmal eine in vielen Fällen erheblich höhere Abtrags- bzw. Bohrrate bei reduziertem Umgebungsdruck bestechend. In Bild 7.1 ist die gemittelte Abtragsrate in Abhängigkeit vom Umgebungsdruck aufgetragen. Danach ist es möglich, durch eine Druckreduktion die Abtragsrate beim Perkussionsbohren um einen Faktor 50–70 zu steigern. Dies zeigen auch die Darstellungen der Abtragsrate über der Materialstärke (Bild 7.2) und über der Energiedichte (Bild 7.3). Während in Luftatmosphäre schon nach den ersten 300 μm Bohrtiefe eine Reduktion der Abtragsrate um zwei Größenordnungen zu verzeichnen ist, ermöglicht moderates Vakuum bei ca. 1 hPa Luftdruck einen Bohrfortschritt mit gleichmäßig hohen Abtragsraten bis in eine Tiefe von mindesten 800 μm . Somit ist insbesondere bei den technisch interessanten Materialstärken jenseits 500 μm bis rund 1 mm eine erhebliche Geschwindigkeitssteigerung möglich. Aus Bild 7.2 kann letztlich nicht mit Sicherheit abgeleitet werden, ob die hohe Abtragsrate zwischen 150 und 800 μm Lochtiefe mit Phase I oder Phase III des Bohrmodells korreliert, da weder für den Beginn des Bohrprozesses noch jenseits des beginnenden Abfalls der Abtragsrate detaillierte Datenwerte verfügbar sind. Gleichmaßen

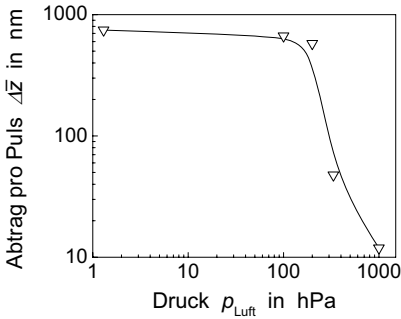


Bild 7.1: Umgebungsdruckabhängigkeit der über die gesamte Materialdicke $d = 500 \mu\text{m}$ gemittelten Abtragsrate $\Delta \bar{z}$ beim Bohren von Stahl mit Pikosekunden-Laserpuls in Luftatmosphäre [204] ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $f_p = 5 \text{ Hz}$, $d_f = 40 \mu\text{m}$, $H = 80 \text{ J/cm}^2$).

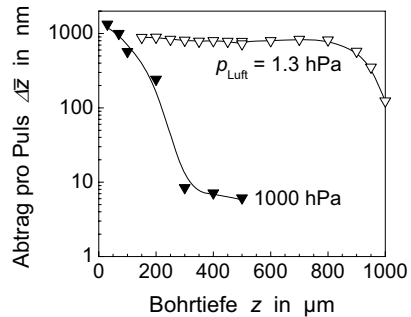


Bild 7.2: Entwicklung der gemittelten Abtragsrate $\Delta \bar{z}$ beim Bohren von Stahl mit Pikosekunden-Laserpuls in Luftatmosphäre bei Normaldruck und im Vakuum [254] ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $f_p = 5 \text{ Hz}$, $d_f = 40 \mu\text{m}$, $H = 80 \text{ J/cm}^2$).

kann nicht entschieden werden, ob der Abfall der Bohrrate jenseits $800 \mu\text{m}$ Lochtiefe den Phasen II oder IV zugeordnet werden muss. Die Tatsache, dass im Vakuum tendenziell schlankere Bohrungen erzielt werden als bei Umgebungsdruck spricht jedoch dafür, dass es sich um ein der stabilen Bohrphase III äquivalentes Regime handelt, denn planare Ablation ist bei schlanken und bis zu $800 \mu\text{m}$ tiefen Bohrungen eher unwahrscheinlich. Der Rückgang der Bohrrate ab $800 \mu\text{m}$ Tiefe wäre demnach der Beginn des instabilen Bohrregimes IV. Die Phasen I und II treten im Vakuum möglicherweise nicht in einer zu Luftatmosphäre vergleichbaren Deutlichkeit auf. Bei konstanter Werkstückdicke und Variation der Energiedichte zeigt sich in Bild 7.3 die schon in Bild 2.20 für verschiedene Materialstärken in Luftatmosphäre diskutierte Stufenabhängigkeit für die gemittelte Abtragsrate. Auch bei reduziertem Druck verschiebt sich die Stufe zu kleineren Energiedichten hin, so dass im Vakuum mit kleinerer Pulsenergie gearbeitet werden kann, ohne das stabile Bohrregime mit hoher Abtragsrate zu verlassen.

Aber nicht nur beim Bohren mit Sub-Nanosekundenpuls zeigt sich ein interessantes Potenzial zur Effizienzsteigerung unter reduziertem Umgebungsdruck. Gleiches gilt auch für ultrakurze Laserpulse. In Bild 7.4 ist die gemittelte Abtragsrate $\Delta \bar{z}$ für Bohrungen mit 125-fs-Puls in Abhängigkeit vom Umgebungsdruck aufgetragen. Ausgehend von Atmosphärenbedingungen ergibt sich bei Druckerniedrigung zunächst ein steiler Anstieg der Abtragsrate um rund einen Faktor 10. Bei einem Druck von etwa 100 hPa tritt Sättigung ein, so dass eine weitere Druckreduktion selbst um zwei weitere Größen-

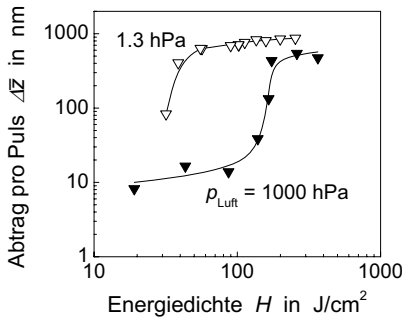


Bild 7.3: Energiedichteabhängigkeit der mittleren Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ beim Durchbohren von 500- μm -dicken Stahlproben mit Pikosekundenpulsen in Umgebungsatmosphäre und Vakuum [254] ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $f_p = 5 \text{ Hz}$, $d_f = 40 \mu\text{m}$, $H = 80 \text{ J/cm}^2$).

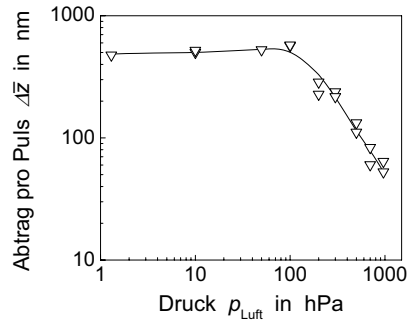


Bild 7.4: Mittlere Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ beim Durchbohren von 500- μm -dicken Stahlproben mit Femtosekundenpulsen bei Variation des Drucks der umgebenden Luftatmosphäre [236] (Perkussionsbohren, $\tau_H = 125 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 480 \mu\text{J}$, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $H = 190 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 1 \text{ kHz}$).

ordnungen keinen zusätzlichen Vorteil mehr bringt. Dieses Verhalten korreliert mit den Erfahrungen zur Atmosphären-Druckabhängigkeit von Conical Emission in Bild 4.23 und Bild 4.25. Auch die Wirkungen der Conical Emission finden im Wesentlichen erst oberhalb eines Atmosphärendrucks von ca. 100 hPa statt. Ein deutlicher Einfluss dieses im 100-fs-Pulsdauerregime dominierenden Gasphasen-Effekts auf die Druckabhängigkeit der Abtragsrate darf daher vermutet werden.

In Bild 7.5 ist ein Vergleich der mittleren Abtragsraten in Abhängigkeit von der Energiedichte für das Durchbohren von Stahlproben unterschiedlicher Materialstärke mit 125-fs-Pulsen jeweils bei Umgebungsdruck und in Vakuum dargestellt. Dabei zeigt sich ein anderes Verhalten als in der analogen Darstellung für 300-ps-Pulse und 500- μm -Probendicke in Bild 7.3. Einerseits ist für Femtosekundenpulse keine ausgewiesene Stufenfunktion der Abtragsrate zu erkennen (siehe hierzu auch Bild 2.21). Weiterhin tritt zwischen den Kurven für Atmosphärendruck und Vakuum keine einfache Verschiebung des Verlaufs auf: je nach Werkstückdicke ist erst oberhalb einer Mindestenergiedichte ein Unterschied für die Abtragsraten in Luft und Vakuum zu verzeichnen. Oberhalb dieser Schwellfluenz steigt nur die Abtragsrate bei reduziertem Druck noch nennenswert an. Die abtragsratenbegrenzende Wechselwirkung der Strahlung mit dem Atmosphären gas findet offenbar nur bei genügend hoher Energiedichte statt. Die Energiedichteschwellen zwischen etwa 10 J/cm^2 für die dünnen und 40 J/cm^2 für die dicken Probenplättchen korrelieren gut mit der Schwelle für das Auftreten von Conical Emission (siehe Bild 4.14

und Bild 4.16). Dies unterstreicht die Vermutung eines ursächlichen Zusammenhangs mit Conical Emission.

Im Vergleich der Materialdicken zeigt sich, dass zum Erreichen einer bestimmten Abtragsrate bei zunehmender Probendicke eine höhere Energiedichte benötigt wird. Für die Bearbeitung bei Atmosphärendruck kann dies durch den Anstieg der oben beschriebenen Schwelle mit wachsender Probendicke nicht vollständig kompensiert werden, so dass die bei einer gewissen Materialstärke absolut erreichbare maximale Abtragsrate bei Atmosphärendruck mit zunehmender Dicke der Probe geringer wird.

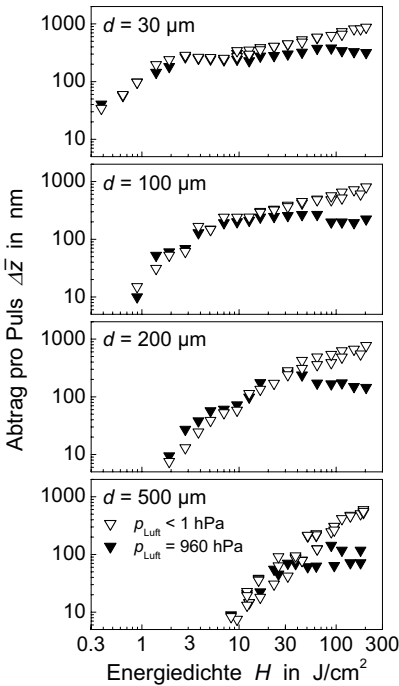


Bild 7.5: Vergleich der mittleren Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ in Abhängigkeit von der Energiedichte beim Perkussionsbohren von unterschiedlich dicken Strahlproben in Luftatmosphäre bei Umgebungsdruck sowie bei vermindertem Druck [236] ($\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $d_f = 18$ μ m, $f_p = 1$ kHz).

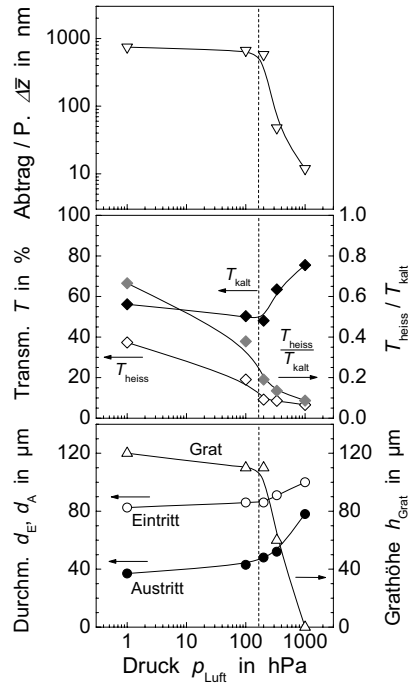


Bild 7.6: Mittlere Abtragsrate $\Delta\bar{z}$, Kapillartransmission sowie Eintritts- bzw. Austrittsdurchmesser und Grathöhe am Bohrungseintritt für Perkussionsbohrungen in 500 μ m dicken Stahlproben in Abhängigkeit vom Druck der umgebenden Luftatmosphäre [254] ($\tau_H = 300$ ps, $\lambda = 1078$ nm, $f_p = 5$ Hz, $d_f = 40$ μ m, $H = 80$ J/cm²).

7.2 Atmosphäreneinfluss auf die Bohrungsgeometrie

In Bild 7.6 sind zur gemittelten Abtragsrate aus Bild 7.1 die Druckabhängigkeiten von Transmissionsmessungen und von geometrischen Parametern der zugehörigen Bohrungen aufgetragen. Wie bei Femtosekunden-Laserpulsen ist auch bei langen Pikosekundenlaserpulsen eine Druckreduktion auf Werte zwischen 100 und 200 hPa ausreichend, um den Großteil der Steigerung der Abtragsrate zu ermöglichen. Eine weitere Drucker-niedrigung bringt keine nennenswerten Geschwindigkeitsvorteile mehr. Dieses Verhalten geht mit einer deutlichen Abnahme der Plasmaextinktion bei reduziertem Druck einher, wie die genormte Transmissionskurve $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}}$ zeigt. Allerdings zeigt die Extinktion nicht die ausgeprägte Stufenfunktionalität der Abtragsrate.

Für den Bereich zwischen 100 hPa und Atmosphärendruck legt der Verlauf der T_{kalt} -Kurve eine deutliche Geometrieänderung nahe, was durch die Messungen der Bohrungseintritts- und -austrittsdurchmesser auch bestätigt wird. Zwischen Atmosphärendruck und ca. 100 hPa nimmt insbesondere der Austrittsdurchmesser erheblich ab und führt bei geringen Drücken zu einem deutlich reduzierten geometrischen Transmissionsniveau T_{kalt} der Bohrungen. Schließlich zeigt die Kurve für die Grathöhe am Bohrungseintritt bei Druckreduktion einen ausgeprägten Anstieg gegenüber Atmosphärenbedingungen und weist bei rund 150 hPa ähnlich wie die Abtragsrate einen Knick auf. Diese verstärkte Gratbildung ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die schwächere Ätzwirkung des laserinduzierten Plasmas bei reduziertem Druck zurückzuführen, vgl. Abschnitt 2.3.5. Insgesamt erscheint es gerechtfertigt, den Bohrprozess gemäß der gestrichelten Linie bei etwa 150 hPa in zwei Druckregime zu unterteilen. Für niedrigere Drücke sind Abtragsraten und Geometrieparameter annähernd druckunabhängig, für höhere Druckwerte zeigen dagegen alle Parameter deutliche Veränderungen bei einer Variation des Umgebungsdrucks.

Anhand von Transmissions- und Streustrahlungsmessungen an mit langen Pikosekundenpulsen gefertigten Bohrungen sollen die Mechanismen näher charakterisiert werden, die dem starken Anstieg der Abtragsrate bei Druckreduktion zu Grunde liegen. Bild 7.7 zeigt Kurven für die „heiße“ Transmission bei Messungen mit einzelnen Laserpulsen und 5-Hz-Pulszügen in Vakuum. Zum Vergleich ist eine Kurve mit Pulszügen bei Atmosphärendruck dargestellt. Während für letztere T_{heiss} auf Grund des durch Partikel induzierten Plasmas mit der Energiedichte stark absinkt (siehe auch Bild 6.6), befindet sich die Transmission für Pulszüge im Vakuum auf gleichem Niveau wie für Einzelpulse. Eine nennenswerte Absorption in partikelgezündetem Plasma tritt bei reduziertem Umgebungsdruck offenbar nicht auf.

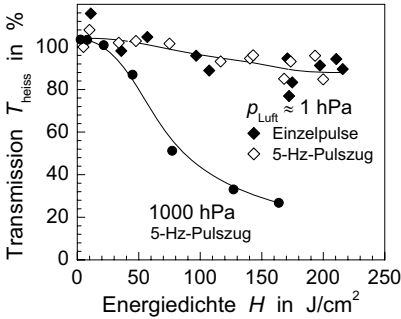


Bild 7.7: Transmission für Einzelpulse und 5-Hz-Pulszüge bei 300-ps-Pulsen in Abhängigkeit von der Energiedichte für Vakuum im Vergleich zu Umgebungsdruck. Die untersuchte Bohrung wurde mit $H = 80 \text{ J/cm}^2$ in Luft angefertigt [254] ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $d_f = 40 \mu\text{m}$, $f_p = 5 \text{ Hz}$).

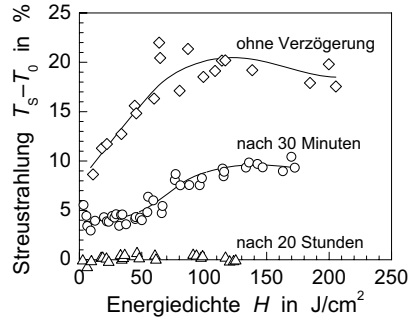


Bild 7.8: Gestreute Strahlung in einer $250 \mu\text{m}$ langen Bohrkapillare in Abhängigkeit von der Energiedichte. Messungen im Vakuum (ca. 1 hPa) zu unterschiedlichen Zeiten nach Fertigstellung der Bohrung (angefertigt in Luft mit $H = 80 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 5 \text{ Hz}$) [259] ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $d_f = 40 \mu\text{m}$).

Für Bild 7.8 wurde bei Variation der Energiedichte der Messpulse wiederum der Strahlungsanteil bestimmt, der an einer das Strahlzentrum abdeckenden, kreisförmigen Apertur vorbei transmittiert wird (vergleiche Bild 6.7 unter Atmosphärenbedingungen). Es ergibt sich eine signifikante Abhängigkeit des gestreuten Strahlungsanteils $T_s - T_0$ von der Wartezeit zwischen Vollendung der Bohrung bis zur Messung. Besonders beachtenswert sind die langen Zeitskalen. Unmittelbar nach dem Bohrvorgang ergibt sich ein mit der Energiedichte zunächst rasch ansteigender Streustrahlungsanteil, der im Sättigungsbereich der Kurve oberhalb $80\text{--}100 \text{ J/cm}^2$ bis zu 20% der gesamten Pulsenergie betragen kann. Nach immerhin dreißig Minuten Wartezeit ergibt sich zwar ein Kurvenverlauf auf deutlich niedrigerem Niveau, im Maximum werden aber immer noch knapp 10% der Pulsenergie erreicht. Nach einer Pause von 20 Stunden hingegen stimmt der Streustrahlungsmesswert T_s für alle Energiedichten praktisch mit der geometrischen Transmission der Kreisblende (rund 4%) überein. Erst nach sehr langer Wartezeit findet also eine über die natürliche Divergenz des Strahles hinausgehende Streuung nicht mehr statt.

Bild 7.9 zeigt die Energiedichteabhängigkeit des Transmissionsverhältnisses $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}}$ für Femtosekunden-Laserpulse in einer in Vakuum gefertigten, nur leicht geöffneten Bohrung bei Variationen des Umgebungsdrucks. Im Vakuum mit $p_{\text{Luft}} < 100 \text{ hPa}$ liegt die Plasmatransmission nahe eins, ebenso wie für höhere Drücke unterhalb einer gewissen druckabhängigen Energiedichte. Oberhalb dieser Schwelle fällt die den Kapillargrund erreichende Energie auf Grund von Extinktion in der Gasphase mit wachsender

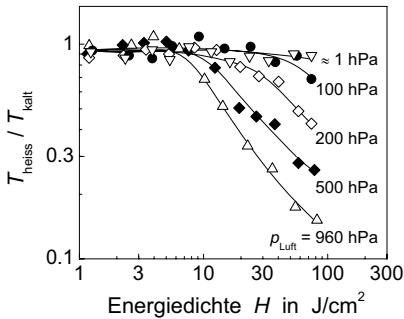
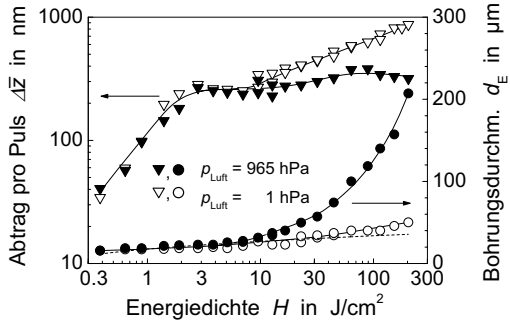


Bild 7.9: Transmissionsverhältnis $T_{\text{heiss}} / T_{\text{kalt}}$ in Abhängigkeit von der Energiedichte bei Variation des umgebenden Luftdrucks für eine Bohrung in 500- μm -dickem Stahl. Die vermessene Bohrung wurde bei $H = 75 \text{ J/cm}^2$ in Vakuum mit $p < 1 \text{ hPa}$ gefertigt ($\tau_H = 125 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$; geometrische Transmission der nur leicht geöffneten Bohrung $T_{\text{kalt}} \approx 30 \%$) [236].

Energiedichte steil ab. Mit ca. 7 J/cm^2 für Atmosphärendruck liegt die Schwelle allerdings deutlich unterhalb derjenigen für die Abtragsratenreduktion in 7.5 bei vergleichbaren 500 μm Probendicke. Dagegen lässt sich für eine feste, nicht zu hohe Energiedichte in Bild 7.9 aus den Transmissionsverhältnissen bei unterschiedlichen Druckwerten ein der Abtragsrate in Bild 7.4 entsprechender stufenförmiger Kurvenverlauf ableiten: bei Druckreduktion erfolgt zunächst ein deutlicher Anstieg von $T_{\text{heiss}}/T_{\text{kalt}}$ und bei ca. 100–200 hPa ein Übergang zu einem konstanten, druckunabhängigen Sättigungswert. Ein ursächlicher Zusammenhang der beobachteten Reduktion der Abtragsrate bei Umgebungsdruckwerten oberhalb von 100 hPa mit der Abnahme der Pulsenergie am Kapillargrund ist daher durchaus plausibel. Wegen der stark differierenden Schwellwerte ist die Extinktion im Plasma als hinreichende Erklärung aber nicht ausreichend.

In Bild 7.10 ist für eine 30 μm dicke Probe zusätzlich zu den Abtragsraten in Luftatmosphäre und in Vakuum aus Bild 7.5 auch der Bohrungseintrittsdurchmesser in Abhängigkeit von der Energiedichte dargestellt. Wie für die Abtragsraten ergeben sich auch für die Durchmesser bis zu einem Schwellwert von knapp 10 J/cm^2 in nahezu gleicher Weise verlaufende Kurven in Luftatmosphäre und in Vakuum. Oberhalb der Energiedichteschwelle wächst der Bohrungsdurchmesser in Luft rasch an, während er im Vakuum weiterhin nur gemäßigt ansteigt. Die zum Vergleich dargestellte gestrichelte Kurve zeigt die nach einem einfachen Abtragsmodell¹ zu erwartende Durchmesserentwicklung. Die Vakuum-Kurve folgt dem Modell noch bis 30–40 J/cm^2 , bevor sie dann moderat, aber ebenfalls zu größeren Durchmessern hin davon abweicht. Noch deutlicher als die bislang vorgestellten Ergebnisse bestätigt dieser Befund einen direkten Zusammenhang zwischen Abtragsverhalten und der Strahlaufweitung durch Conical Emission. Dieser dominierende Effekt in der Gasphase im 100-fs-Pulsdauerregime kann damit als Ursache für die Aufweitung der Abtragszone bei Normaldruck gelten und darf zudem als ursächlich mitverantwortlich für die Abtragsratenreduktion unter Atmosphärenbedingungen

Bild 7.10: Entwicklung der über die gesamte Materialstärke $d = 30\ \mu\text{m}$ gemittelten Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ und des Bohrungseintrittsdurchmessers in Abhängigkeit von der Energiedichte in Luftatmosphäre im Vergleich für Umgebungsdruck und in Vakuum [236] (Stahlprobe; $\tau_H = 125\ \text{fs}$, $\lambda = 800\ \text{nm}$, $d_f = 18\ \mu\text{m}$, $f_p = 1\ \text{kHz}$). Gestrichelte Kurve: zu erwartende Durchmesserentwicklung gemäß einfachem Abtragsmodell¹ mit $w(z_p) = d_f = 18\ \mu\text{m}$ und $H_S = 0.1\ \text{J/cm}^2$.



angesehen werden. Die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der Atmosphäre über Conical Emission hemmt also einerseits den Vortrieb in die Tiefe und fördert zugleich eine radiale Aufweitung der Bohrlöcher. Im Gegensatz zur Plasma-Wechselwirkung bei längeren Pulsdauern bleibt bei Conical Emission der überwiegende Anteil der Pulsenergie als Strahlungsenergie erhalten und wirkt damit im Wesentlichen in Richtung der Strahlausbreitung (vgl. Abschnitte 2.2.2 und 2.3.5 mit 4.1). Damit kann die Aufweitung der Abtragszone den Verlust an Tiefenabtrag aufwiegen. Letztendlich wird so trotz der divergierenden mittleren Abtragsraten in Luft und Vakuum für $500\ \mu\text{m}$ Probendicke ein vom Umgebungsdruck unabhängiger Volumenabtrag pro Puls erzielt (Bild 7.11, rechts), für $30\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ wird der abnehmende Vortrieb durch die Aufweitung sogar überkompensiert (Bild 7.11, links und Mitte).

7.3 Effizienzsteigerung beim Laserbohren

Für die Prozesseffizienz beim Laserbohren ist zunächst die Volumenabtragsrate die bestimmende Größe. In Luftatmosphäre steigt sie in Bild 7.11 für die $30\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ dicken Proben über einen weiten Energiedichtebereich etwa proportional zur eingesetzten Energiedichte an. Skalierbarkeit des Prozesses hinsichtlich der Pulswiederholrate nach Kapitel 6.3 vorausgesetzt, folgt daraus eine Abhängigkeit des Volumenabtrags von der mittleren Leistung \bar{P} der Strahlquelle. Bei konstanter Leistung \bar{P} wird bei geringer

¹Das Modell basiert auf der Annahme, dass Materialabtrag überall dort stattfinden kann, wo die lokale Energiedichte $H(r, z)$ im Laserstrahl die Abtragsschwelle H_S des Materials überschreitet. Für die Größe $d^* = 2r^*$ der Abtragszone auf der Probe bei $z = z_p$ gilt dann $H_S \equiv H(r^*, z_p) = \hat{H}_0 e^{-\frac{2r^{*2}}{w(z_p)^2}} \iff d^* = w(z_p) \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{\hat{H}_0}{H_S}}$ bzw. für experimentell bestimmbare mittlere Werte $d^* = w(z_p) \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{H}{H_S}}$ [236, 260].

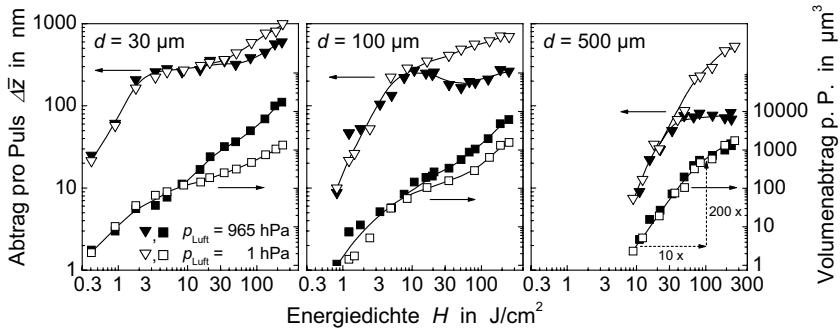


Bild 7.11: Mittlere Abtragsrate $\Delta\bar{z}$ (\blacktriangledown , \triangledown) und gemittelter Volumenabtrag pro Puls (\blacksquare , \square) beim Durchbohren von unterschiedlich dicken Stahlproben bei Variation der Energiedichte. Bearbeitung in Luftatmosphäre unter Umgebungsdruck (gefüllte Symbole) und im Vakuum (offene Symbole) im Vergleich ($\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $d_f = 18$ μ m, $f_p = 1$ kHz). Die Daten zur mittleren Abtragsrate sind analog zu denen aus Bild 7.5 bestimmt, sind aber nicht identisch mit diesen (nach [155, 172]). Die Volumenbestimmung erfolgte rechnerisch über einen Kegelstumpf aus Bohrungseintritts- und Bohrungsaustrittsdurchmesser d_E, d_A und Probendicke d : $V = \frac{1}{12}\pi d (d_A^2 + d_A d_E + d_E^2)$.

Repetitionsrate f_p und hoher Pulsenergie Q die gleiche Prozesseffizienz erreicht wie im umgekehrten Fall. Für tiefe Bohrungen gilt dies nicht mehr (Bild 7.11, rechts): die Volumenabtragsrate steigt im technisch interessanten Energiedichtebereich von $H = 10$ – 100 J/cm² mehr als quadratisch mit der Energiedichte an. Bezogen auf die Strahlquelle sind Pulsenergie und Repetitionsrate bei gleicher Leistung \bar{P} nicht mehr „austauschbar“. Der Effizienzgewinn einer verzehnfachten Pulsenergie entspricht nun dem einer 200-fach höheren Pulswiederholrate, für welche im Vergleich die 20-fache mittlere Leistung benötigt wird [89, 261]. Auch wenn die Volumenabtragskurve in Bild 7.11 bei höheren Energiedichtewerten abflacht und die Steigerung der Prozesseffizienz damit limitiert, ist innerhalb dieser Grenzen beim Präzisionsbohren von tiefen Bohrlöchern eine hohe Pulsenergie kaum zu ersetzen.

Die vorigen Abschnitte zeigen aber auch, dass Vakuumbedingungen eine deutliche Steigerung der Vortriebsrate beim Laserbohren ermöglichen und zugleich die gewaltige Aufweitung der Abtragszonen durch nichtlineare Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Atmosphärgas bei hoher Pulsenergie vermeiden können. Zwar werden auf der anderen Seite nur bei tiefen Bohrungen die gleichen Volumenabtragsraten erreicht wie bei der Bearbeitung unter Atmosphärenbedingungen, dennoch lassen sich für viele praktische Einsatzbedingungen Vorteile der Bearbeitung bei reduziertem Umgebungsdruck ableiten. Eine Effizienzsteigerung ergibt sich in jedem Fall für:

- *schlanke Bohrungen*, die wegen der großen Ablationszonen bei Umgebungsdruck nur mit einer deutlich reduzierten Pulsenergie anzufertigen wären, was aber zu einer überproportionalen Verringerung des Volumenabtrags und damit des Bohrfortschritts führen würde. Im Vakuum kann eine hohe Pulsenergie eingesetzt und der zugehörige Volumenabtrag direkt in einen effizienteren Bohrprozess umgesetzt werden.
- mit *Wendelbohrtechnik gefertigte Bohrungen*. Auch bei größeren Durchmessern kann der reduzierte Umgebungsdruck hier zu höherer Prozesseffizienz verhelfen. Gegenüber Normalbedingungen verbleibt dank der kleineren Abtragszone im Zentrum der Bohrung ein dickerer Kern, der am Stück ausfällt. Dies reduziert das Volumen, das direkt vom Strahl abgetragen werden muss. Selbst bei einer leicht reduzierten Volumenabtragsrate ergeben sich schnell Vorteile für die Bearbeitung im Unterdruckregime. Weiterhin steigt durch das größere Verhältnis von Bohrungs- zu Abtragsdurchmesser das durch das Wendelbohren erschließbare Präzisionspotenzial, da die Bohrungsform stärker durch die Bahnführung als durch die Strahleigenschaften bestimmt wird.

Die Integration einer Vakuumkammer in die Laserbearbeitungsstation würde die Vorteile des Bohrens bei reduziertem Atmosphärendruck nutzbar machen. Zeitaufwendige und daher kostentreibende Be- und Entladevorgänge wären jedoch die Folge. Zudem wäre eine solche Prozesskammer bei variierenden Aufgabenstellungen verhältnismäßig inflexibel. Auf der anderen Seite zeigt der experimentelle Befund, dass schon eine Reduktion auf $p_{\text{Luft}} \approx 100 \text{ hPa}$ ausreicht, um die positiven Wirkungen des erniedrigten Luftdrucks voll nutzen zu können. Diese Druckregion ist auch ohne Prozesskammer erreichbar. Besonders vielversprechend ist eine spezielle Düse mit Wirkungsweise analog der eines aerodynamischen Fensters. Diese wurden ursprünglich entwickelt, um in Hochleistungsgaslasern das den Resonator von der Umgebung trennende, und durch Strahlung hoch belastete transmittierende Fenster zu vermeiden. An seine Stelle sollte eine spezielle Gasströmung treten, die den Druckunterschied zwischen Resonator und Atmosphäre zu erzeugen vermag, ohne zugleich als turbulentes Phasenobjekt die Ausbreitung des Laserstrahls zu stören. Mit einem solchen aerodynamischen Fenster für Laserresonatoren konnte bei Betriebsdrücken zwischen 5 000–10 000 hPa für die Versorgungsdüse des Fenster-gases der Druck in der Kavität auf 50–70 hPa abgesenkt werden, wobei zugleich eine exzellente optische Qualität des Fensters erreicht wurde [262, 263].

Bild 7.12 zeigt, wie das Konzept für die Mikromaterialbearbeitung bei reduziertem Umgebungsdruck angepasst werden kann. Die Bearbeitung mit dem Laserstrahl erfolgt durch das aerodynamische Fenster hindurch in der zentral gelegenen Kavität, die nach unten hin durch das Werkstück abgeschlossen ist. Das Fenster-gas wird dem aerodyna-

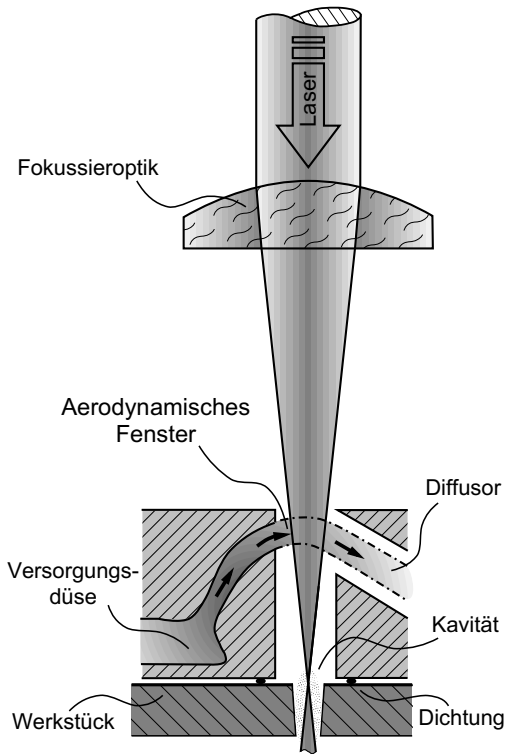


Bild 7.12: Konzept einer Vakuumdüse basierend auf dem Prinzip eines aerodynamischen Fensters. Die spezielle Geometrie der Versorgungsdüse formt einen Überschall-Gasstrahl, der sich entlang eines gekrümmten Weges zum Diffusor hin ausbreiten kann, wobei er auf der freien Propagationsstrecke Gas aus der Kavität absaugt. Da diese durch das Werkstück von unten her abgeschlossen wird, entsteht ein moderates Vakuum mit $p \leq 100 \text{ hPa}$ in der Wechselwirkungszone von Laserstrahl und Werkstück. In der Kavität kann daher unter reduziertem Druck lasergebohrt werden, ohne dass eine abgeschlossene Vakuumkammer benötigt wird [264,265].

mischen Fenster von links über eine Versorgungsdüse zugeführt. An der engsten Kanalstelle der Düse gewinnt die Strömung an Geschwindigkeit. Im weiteren Verlauf ist die Geometrie der Versorgungsdüse so gestaltet, dass der Überschallstrahl einen gebogenen Weg nimmt. Die Gasströmung überquert die Öffnung des Bearbeitungsraums (Kavität) als gekrümmter Freistrah. Sie reißt dabei Umgebungsgas mit sich, wodurch der Druck in der Kavität erniedrigt wird. Als besonders geeignet haben sich Strömungen mit der Geschwindigkeits- und Druckverteilung eines freien Wirbels (Potenzialwirbels) erwiesen, da sie im Freistrah eine sehr laminare Strömung mit hoher optischer Qualität ermöglichen, z. B. [266, 267]. Jenseits der Bearbeitungskavität wird das Fenstergas in einem lang gestreckten Diffusor aufgefangen und vollständig gegenüber der Atmosphäre entspannt. Die genaue Geometrie des Diffusors kann bis heute noch nicht errechnet werden und bietet daher ein weites Feld für die experimentelle Optimierung.

Da die Bearbeitungskapazität lediglich an ihrer Unterseite durch das Werkstück lokal

abgeschlossen werden muss, bietet die Vakuumbearbeitung auf Basis der aerodynamischen Düse eine äußerst hohe Flexibilität bezüglich Geometrie und Handhabung der Werkstücke. Es müssen nur die zu bearbeitenden Stellen einseitig für die Positionierung der Vakuumdüse zugänglich sein. Ein weiterer Pluspunkt ist die Möglichkeit zur schnellen Variation des Prozessatmosphärendrucks. Durch Zu- und Abschalten der Fenstergasströmung lässt sich der Kavitätsdruck innerhalb von höchstens 100 ms zwischen Atmosphärendruck und Unterdruck umschalten und kann damit sogar im Prozess selbst verändert werden. Die Düse erlaubt so die Entwicklung ganz neuer Laserbearbeitungsprozesse. Zum Beispiel können bei eingeschalteter Fensterströmung die Vorteile des schnellen Bohrvortriebs bei reduziertem Druck genutzt werden. Nach dem Bohrungsdurchbruch werden durch Abschalten der Fenstergasströmung in Kavität und Bohrung wieder Atmosphärenbedingungen hergestellt, so dass die weitere Bearbeitung von der glättenden Wirkung des laserinduzierten Plasmas für die Bohrlochaufweitung profitieren kann [158, 264] (siehe auch z. B. Kapitel 2.3.5).

Je nach Ausgestaltung von Düse und Kavität kann das Durchbrechen der Bohrung einem automatischen Umschalten auf einen höheren Umgebungsdruck für den Prozess gleichkommen, da über die Bohrung Gas einströmen kann. Für die typischen, kleinen Durchmesser von Laser-Präzisionsbohrungen ist ein starker Anstieg des Drucks durch diesen Zustrom aber nicht zu erwarten. Wahrscheinlicher ist, dass die dadurch in der Bohrung entstehende überlagerte Gasströmung sich für den Abtransport von ablatiertem Material nutzen lässt. Ein Funktionsmuster der Vakuumdüse ist aufgebaut und getestet worden. Die ersten Versuche sind vielversprechend [268, 269], das erzielbare prozesstechnische Verbesserungspotenzial ist im Detail aber noch zu ergründen.

Mögliche zusätzliche Prozessverbesserungen erschließen sich darüber hinaus durch den Einsatz von speziellen Gasen oder Gasgemischen. Von der Bearbeitung mit Nanosekunden-Laserpulsen ist bekannt, dass über Prozessgase in erheblichem Maße Einfluss auf Qualität und Effizienz des Bearbeitungsprozesses genommen werden kann, siehe z. B. Ref. [35]. Dabei wird insbesondere der Wechselwirkung des Gases mit dem laserinduzierten Plasma eine herausragende Rolle zugeschrieben [55, 113]. Bei ultrakurzen Pulsen lässt die deutliche Abhängigkeit der Ausprägung von Conical-Emission-Effekten vom Atmosphärgas vermuten, dass sich auch in diesem Pulsdauerregime das Bearbeitungsergebnis durch ein Prozessgas nennenswert beeinflussen lässt.

Im Materialbearbeitungsprozess setzen vom Werkstück ablatierte Dämpfe und Partikel die Schwelle für nichtlineare Wechselwirkung der ultrakurzen Laserstrahlung mit der Atmosphäre herab. Das Potenzial einer speziellen Prozessatmosphäre zur Vermeidung bzw. Reduktion dieser Effekte ist daher bei der Laserbearbeitung voraussichtlich ge-

ringer als in den Grundlagenversuchen in Kapitel 4.7 gezeigt. Im Detail sind die möglichen Vorteile einer Bearbeitung unter Prozessgasatmosphäre bislang aber noch nicht untersucht. Bei Bearbeitung unter reduziertem Luftdruck, z. B. beim Einsatz der Vakuumdüse, sollte die Schwelle durch Dämpfe und Partikel dagegen weniger stark gesenkt werden, da hier das ablatierte Material verdünnt und besser abtransportiert wird.

Als interessant könnte sich die Kombination von Vakuumbearbeitung und dem Prozessgaseinsatz erweisen. Denkbar ist einerseits der Einsatz des Prozessgases als Fenstergas. Da die freie Fensterströmung nicht nur Gas aus der Kavität absaugt, sondern dort auch eine Wirbelströmung anregt, die mutmaßlich auch zu einem Gasaustausch mit dem Fensterstrom führt [262], wird sich die Kavität mit dem Gas der Fensterströmung füllen. Dort kann es als Prozessgas die Ablation direkt beeinflussen. Sinnvoll könnte ein das Plasma bzw. die nichtlineare Wechselwirkung reduzierendes Gas wie Helium sein. Prozessgas könnte auch über den rückwärtigen Probenraum zugeführt werden, so dass es erst mit dem Zustrom durch eine geöffnete Durchgangsbohrung prozesswirksam wird. Ein Plasma verstärkendes Gas wie Argon könnte in diesem Fall den Aufweitungs- und Glättungsprozess in der Bohrung positiv unterstützen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Abtragende Präzisionsbearbeitung mit gepulster Laserstrahlung kommt heute in vielen Fällen nicht ohne Nacharbeit aus, weil Schmelze die Genauigkeit begrenzt oder störende Grate und Ablagerungen ausbildet. Ultrakurze Laserpulse haben das Potenzial dies zu ändern. Wegen der kurzen Einwirkdauer der Pulse wird Materialabtrag praktisch ohne Schmelzbildung möglich. Aus der kurzen Pulsdauer resultieren zugleich hohe Leistungsdichten. Im fokussierten Laserpuls ist das optische Feld in aller Regel intensiv genug, um direkt mit der Gasatmosphäre zu interagieren. Die Wechselwirkungen in und mit der Gasphase sind daher in hohem Maße für das Ergebnis der Materialbearbeitung mitbestimmend.

Die Schwelle für Luftdurchbrüche folgt für die Energiedichte H_S^* annähernd einer Abhängigkeit von der Quadratwurzel der Pulsdauer τ_H . Sie liegt für 100-fs-Pulse bei etwa 6 J/cm^2 und wächst bis 5 ps Pulsdauer auf rund 50 J/cm^2 an. Wenn diese Schwelle im räumlich-zeitlichen Pulsverlauf überschritten wird, bildet sich entlang der Strahlachse ein hochionisiertes, linienförmiges Plasmaobjekt aus. Es kann mehrere Millimeter lang werden und entsteht überwiegend noch vor der nominellen Fokusebene. Bei für die Materialbearbeitung gängigen Energiedichten bis ca. 200 J/cm^2 können Pulse im Femtosekundenregime durch dieses Luftdurchbruchplasma Energieverluste bis in den zweistelligen Prozentbereich erleiden.

Nichtlineare Wechselwirkungen der Laserstrahlung mit dem Gasmedium führen zu einer starken Strahlaufweitung und zu breitbandig wellenlängenkonvertierter Strahlung (*Conical Emission*). Auch diese Mechanismen wirken schon vor der Fokusebene, so dass sie zu deutlichen Beeinträchtigungen bei der Bearbeitungspräzision führen können. Insbesondere führt die unregelmäßige Strahlaufweitung zu einer gegenüber dem nominellen Brennfleck bis zu 10-fach vergrößerten Abtragszone mit stark inhomogenem Abtrag. Conical Emission (CE) hat ihre Ursache wahrscheinlich in einer Kombination aus Multi-Photonen-Ionisation und Selbstphasenmodulation basierend auf dem optischen Kerr-Effekt. Generell wird CE deutlich von der Pulsdauer beeinflusst, wobei die Abhängigkeit für die Wellenlängenkonversion erheblich stärker ist als für die Energieumverteilung im Strahlprofil. Eine deutliche Abschwächung erfährt CE durch eine angepasste Prozessatmosphäre, wie z. B. Helium, und insbesondere durch einen reduzierten Umgebungsdruck.

Wegen des Luftdurchbruchplasmas spielen beim Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen zumeist zwei Stoßwellen eine Rolle. Der Gasdurchbruch verursacht eine annähernd zylindrische Welle; eine zweite mit hemisphärischer Symmetrie wird vom ablatierten Material hervorgerufen. Der Energieinhalt der halbkugelförmigen Stoßwelle ist geringer als vom Abtrag mit Nanosekundenpulsen her bekannt. Erwartungsgemäß steigt er mit der Pulsdauer an: von etwa 20% der gesamten Pulsenergie im 100-fs-Regime bis auf rund 40% bei 5-ps-Pulsen.

Der die Stoßwelle antreibende Materialdampf in ihrem Inneren kann mit Resonanzabsorptionsfotografie gut sichtbar gemacht werden. Abhängig von der Pulsdauer zeigt der Dampf charakteristische Strömungsmuster. Für längere Pulse bilden sich regelmäßige Wirbel aus, für Femtosekunden-Pulse ist die Dampfströmung kleinräumig turbulent. Über die Fokussierung lassen sich diese Muster stark beeinflussen. Eine Fokuslage oberhalb der Probe verursacht turbulentere Strömungen, ein Fokus in der Probe „beruhigt“ und führt zu regelmäßigeren Mustern. Mie-Streuungsfotografie mit UV-Lichtanregung kann das ablatierte Material noch sehr lange nach dem Laserpuls sichtbar machen und belegt, dass es bis weit in den Millisekundenbereich in der Atmosphäre über dem Werkstück verbleibt.

Den Verbleib von Dampf in der Atmosphäre sogar bis weit in den Sekundenbereich legen Messungen der Transmissioneigenschaften von Bohrungen für repetierende Laserpulse nahe. Bildgebende Untersuchungsmethoden zeigen zudem, dass sich bei der Ablation mit mehreren Pulsen Rückstände von ablatiertem Material in der Gasphase anreichern. Eine fast einen Millimeter große Zone über dem Werkstück bleibt jedoch weitgehend dampffrei. Dennoch treten gegenüber den Verhältnissen bei Einzelpulsen wesentlich heftigere Luftdurchbruchstoßwellen zuweilen schon ab dem zweiten Puls auf. Die Häufigkeit solcher Ereignisse steigt mit der Pulszahl an; sie bleiben aber insgesamt die Ausnahme. Mit höherer Pulszahl wird auch die Dampfabströmung am Werkstück turbulenter. Die geringe Abhängigkeit dieser Beobachtung von der Pulswiederholrate macht eine Ursache in der Gasphase eher unwahrscheinlich. Der Grund liegt vornehmlich in der mit wachsender Pulszahl immer stärker veränderten Abtragsgeometrie.

In Bezug auf den Bohrprozess mit ultrakurz gepulsten Lasern ergeben Transmissionsmessungen keinen Hinweis auf einen die Vortriebsrate stabilisierenden „Plasmaregler“ in tieferen Bohrungen analog zu den Verhältnissen bei Nanosekunden-Laserpulsen. Dagegen lassen spektroskopische Untersuchungen vermuten, dass für Sub-Nanosekundenpulse das Gasdurchbruchplasma einen effizienten Materialaustrieb aus tieferen Bohrungen wie ein „Pfropfen“ verhindert. So wird zwar der axiale Vorschub verlangsamt, nicht aber die radiale Bohrungsaufweitung durch den Abtrag des heißen Gasdurchbruchplas-

mas. Dadurch entsteht eine für dieses Pulsdauerregime charakteristische gestufte Bohrlochmorphologie.

Unter reduzierten Umgebungsdruckbedingungen lässt sich der vertikale Bohrfortschritt deutlich steigern – insbesondere bei höheren Energiedichten und tiefen Bohrungen. Dabei ist in der Regel eine Reduktion auf etwa ein Zehntel des normalen Atmosphärendrucks ausreichend für den maximalen Geschwindigkeitsgewinn. Im Unterdruckregime fallen Perkussionsbohrungen schlanker aus als bei Normaldruck, wodurch in einigen Fällen die Volumenabtragsrate in der Tendenz sogar absinkt. Zur technischen Umsetzung eines solchen moderaten Vakuums für die Lasermikrobearbeitung stellt eine kleine Prozesskammer mit aerodynamischem Fenster ein interessantes Konzept dar. Auf eine aufwendige konventionelle Vakuumprozesstechnik kann damit verzichtet werden.

Lasermikromaterialbearbeitung von Metallen mit höchster Präzision sollte mit kurzen Pikosekundenpulsen erfolgen. Pulse mit einer Dauer in diesem Regime sind kurz genug, um bei geeigneter Prozessführung die thermische Schmelzbildung bei der Bearbeitung so weit wie möglich zu reduzieren. Auf der anderen Seite sind bei Pikosekunden-Laserpulsen die von nichtlinearen Wechselwirkungen mit der Umgebungsatmosphäre ausgelösten Effekte bei der Laserbearbeitung noch gut beherrschbar, siehe Bild 8.1.

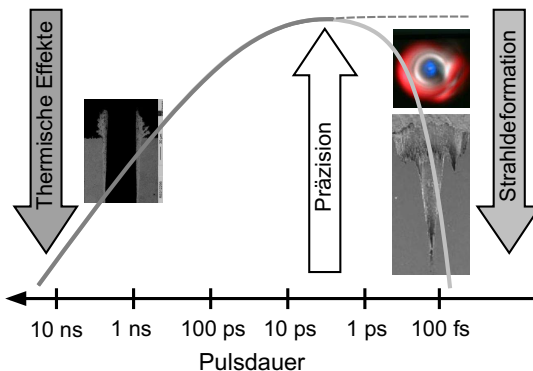


Bild 8.1: Illustration des Potenzials für die abtragende Präzisionsbearbeitung von Metallen mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen. Bei langen Pulsen wird die Bearbeitungspräzision durch zunehmende Schmelzbildung begrenzt, vgl. die Schmelzaufwürfe am Eintritt einer Laserbohrung mit Nanosekunden-Pulsen. Für ultrakurze Pulse im Femtosekunden-Regime beeinträchtigen nichtlineare Wellenfrontdeformationen das Strahlprofil und reduzieren dadurch die erzielbare Genauigkeit drastisch [270].

Für das oberflächennahe Laserstrukturieren mit kleinen Pulsenergien sind aus atmosphärendynamischer Sicht Pulswiederholraten im 100-kHz-Bereich möglich und aller Voraussicht nach unkritisch: Selbst bei hohen Pulsenergien mit deutlich höherem Materialabtrag bleibt die Region direkt über der Probe bis in den 10-kHz-Bereich praktisch dampffrei. Bei Bedarf können die Prozessgrenzen über einen reinigenden Gasstrom erweitert werden. Beim Laserbohren ist eine hohe Pulsenergie für die Prozesseffizienz nahezu unverzichtbar. Ein moderates Vakuum ermöglicht schlankere Bohrungen oder einen geringeren ablatierten Volumenanteil beim Wendelbohren und kann damit zusätzlich zur Effizienzsteigerung beitragen. Interessant ist für diese Fälle das Konzept einer kleinen, lokalen Prozesskammer mit einem aerodynamischen Fenster zur Erzeugung und zur schnellen Zu- und Abschaltung der reduzierten Druckbedingungen an und in der Bohrung.

Abweichend davon können bei der Bearbeitung von dielektrischen Materialien Femtosekunden-Laserpulse in vielen Fällen erforderlich sein oder zumindest Vorteile gegenüber Pikosekundenpulsen bieten, beispielsweise um die nötige Grundabsorption im Medium über nichtlineare Multi-Photonen-Absorption sicher zu stellen. Sind zusätzlich hohe Pulsenergien nötig, etwa um Bohrungen effizient zu fertigen, ist eine angepasste Prozessatmosphäre angeraten. Dies kann unerwünschte Atmosphärenwechselwirkungen wie Conical Emission weitgehend unterbinden.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] WISSENSCHAFTLICHE GESELLSCHAFT LASERTECHNIK (WLT): *Lasers in manufacturing 2001 – Proc. First Intl. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing (München)*. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2001.
- [2] HÜGEL, H.; DAUSINGER, F.; MÜLLER, M.: *Stuttgarter Lasertage '03 – Standortbestimmung der Lasertechnologie in der industriellen Materialbearbeitung*. Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge mbH, 2003.
- [3] DAUSINGER, F.; GRAF, T.; LICHTNER, F.: *Stuttgarter Lasertage '05 – Standortbestimmung der Lasertechnologie in der industriellen Materialbearbeitung*. Weinheim: Wiley-VCH, 2005.
- [4] FRAUNHOFER INSTITUT FÜR LASERTECHNIK: *Aachener Kolloquium Lasertechnik: AKL '06*. Düsseldorf: VDI-Verlag, 2006.
- [5] INTL. SOC. FOR OPTICAL ENGINEERING (SPIE): *BiOS 2004: Biomedical Optics (San Jose, CA) – Technical Summary Digest*. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2004 (Photonics West: showcasing the age of light).
- [6] MAYER, A.: *Lasemarkt: Weiteres Wachstum auf hohem Niveau*. In: Dausinger, F.; Graf, T.; Lichtner, F. (Hrsg.): *Stuttgarter Lasertage SLT '05* (Stuttgart). Weinheim: Wiley-VCH, 2005, S. 47–50.
- [7] BELFORTE, D.: *The truth – David Belforte on facts and trends within the global laser market*. Laser Community (2006) Nr. 1, S. 30.
- [8] DAUSINGER, F.: *Laserverfahren für die Feinwerktechnik*. Universität Stuttgart, Vorlesungsmanuskript, 2002 (Institut für Strahlwerkzeuge SS 2002).
- [9] BÄUERLE, D.: *Laser processing and chemistry*, 3. Aufl. Berlin: Springer, 2000 (Advanced texts in physics).
- [10] TREUSCH, H. G.; SCHÄFER, P.; JUNGE, H.: *Handbuchreihe Laser in der Materialbearbeitung*, Bd. 7 Abtragen, Bohren und Trennen mit Festkörperlasern. VDI-TECHNOLOGIEZENTRUM PHYSIKALISCHE TECHNOLOGIEN (Hrsg.). Düsseldorf: Verein Deutscher Ingenieure, ca. 1997.
- [11] ARNOLD, J.; MÜLLER, G.; SCHNEIDER, H.; MÜLLER, H. K.; HÜGEL, H.: *Herstellung von Mikrostrukturen in SiC-Gleitringen mit dem Excimerlaser*. Laser und Optoelektronik **25** (1993) Nr. 6, S. 66–70.
- [12] CALLIES, G.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Modeling and simulation of short pulse laser ablation with feeding speed*. In: Geiger, M.; Vol-

- lertsen, F. (Hrsg.): Proc. Laser Assisted Net shape Engineering 2 LANE '97 (Erlangen, Germany). Bamberg: Meisenbach, 1997, S. 825–834.
- [13] RADTKE, J.; ABELN, T.; DAUSINGER, F.; BECK, M.: *Bauteile und Werkzeuge aus Faserverbundwerkstoffen und Siliziumnitrid – Verbundprojekt: Präzises Bohren und Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe (PRABO)*. In: Präzisionsabtragen mit Lasern – BMBF-Projektverbund: Laserinduzierte Fertigungsverfahren – Abtragen mit Laserphotonen (ABLATE). Düsseldorf: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien, 2000, S. 66–78 (Handbuchreihe Laser in der Materialbearbeitung Bd. 12).
- [14] RADTKE, J.; ABELN, T.; DAUSINGER, F.; JASCHINSKI, W.: *Mikrodüsen aus Oxidkeramiken – Verbundprojekt: Präzises Bohren und Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe (PRABO)*. In: Präzisionsabtragen mit Lasern – BMBF-Projektverbund: Laserinduzierte Fertigungsverfahren – Abtragen mit Laserphotonen (ABLATE). Düsseldorf: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien, 2000, S. 79–91 (Handbuchreihe Laser in der Materialbearbeitung Bd. 12).
- [15] RADTKE, J.: *Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung*. München: Herbert Utz Verlag, 2003. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [16] TÖNSHOFF, H. K.; VON ALVENSLEBEN, F.; GRAUMANN, C.; WAGNER, T.: *Schlagbohren von Mikrolöchern in Keramik mit Excimerlaserstrahlung*. Laser und Optoelektronik **30** (1998) Nr. 6, S. 41–46.
- [17] CALLIES, G.; SCHMITZ, G.; WAWRA, T.; SCHMIDT-SANDTE, T.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulsstrahlquellen*. In: Dausinger, F.; Hügel, H.; Müller, M.; Weick, J. M. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '01 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2001, S. 48–49.
- [18] WEIKERT, M.; DAUSINGER, F.: *Cutting of Diamond*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski, H. (Hrsg.): Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications. Berlin: Springer, 2004, S. 155–164 (Topics in Applied Physics Bd. 96).
- [19] EBERT, R.; HIRTHE, L.; KEIPER, B.; EXNER, H.: *Laserschneiden von monokristallinem Diamant (MKD)*. Laser Magazin (2000) Nr. 3, S. 18–19.
- [20] TÖNSHOFF, H. K.; STÜRMER, M.: *Untersuchung zum Formabtrag an Stahl mit Nd:YAG-Lasern*. Laser und Optoelektronik **22** (1990) Nr. 5, S. 59–63.
- [21] MEINERS, E.: *Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß*. Stuttgart: Teubner, 1995. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte

des IFSW).

- [22] GIERING, A.; BECK, M.; BAHNMÜLLER, J.: *Laser Drilling of Aerospace and Automotive Components*. In: Christensen, P.; Denney, P.; Miyamoto, I.; Watkins, K. (Hrsg.): Proc. Laser Materials Processing Conf. ICALEO '99 (San Diego, CA). Orlando, FL: Laser Institute of America (LIA), 2000, S. C80–C87.
- [23] DE PAOLI, A.; RAPP, J.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulsstrahlquellen*. In: Dausinger, F.; Hügel, H.; Opower, H. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '99 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 1999, S. 8–11.
- [24] DÜRR, U.: *Industrielle Laser-Mikrobohrungen: Anforderungen und Machbarkeit*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 83–90.
- [25] LEHNER, C.; MANN, K.; KAISER, E.: *Bohren von Kühl und Schmierlöchern*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 103–106.
- [26] GEISEL, M.: *Laserstrahlgestützte Fertigung von Formbohrungen*. In: Geiger, M.; Otto, A. (Hrsg.): Laser in der Elektronikproduktion & Feinwerktechnik: Tagungsband des 6. Erlanger Seminars LEF 2003 (Erlangen). Bamberg: Meisenbach, 2003, S. 187–198.
- [27] SETTEGAST, S.; BECK, T.; FÖHL, C.; SOMMER, S.: *Bohren im Turbinenbau*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 99–102.
- [28] KÜHL, M.: *From Macro to Micro – The development of laser ablation*. In: Beyer, E.; Patel, R.; Yao, Y. L. (Hrsg.): Proc. Laser Materials Processing Conf. ICALEO 2002 (Scottsdale, AZ). Orlando, FL: Laser Institute of America (LIA), 2002, S. Sect. A.
- [29] ABELN, T.; KLINK, U.: *Laseroberflächenstrukturierung – Verbesserung der tribologischen Eigenschaften*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 107–110.
- [30] MEINERS, E.; SAUTER, J.; FREUND, M.: *Herstellung rotativer Prägeformen mit Laser*. In: Dausinger, F.; Hügel, H.; Opower, H. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '99 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 1999, S. 36–39.
- [31] LEHMANN, B.: *Lasergravur für die Druck- und Prägetechnologie*. In: forum pho-

- tonics BW (Hrsg.): Lasertechnologie in der Anwendung: Mikrostrukturieren, Mikroschweißen (Stuttgart). Oberkochen: Photonics BW, 2004.
- [32] ABELN, T.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.: *High precision drilling with short-pulsed solid-state lasers*. In: Christensen, P.; Herman, P.; Patel, R. (Hrsg.): Proc. Laser Microfabrication Conf. ICALEO '99 (San Diego, CA). Orlando, FL: Laser Institute of America (LIA), 2000, S. 195–203.
- [33] TÖNSHOFF, H. K.; VON ALVENSLEBEN, F.; OSTENDORF, A.; NOLTE, S.; KAMLAGE, G.: *Femtosecond laser – A powerful tool for micro drilling*. In: Christensen, P.; Herman, P.; Patel, R. (Hrsg.): Proc. Laser Microfabrication Conf. ICALEO '99 (San Diego, CA). Orlando, FL: Laser Institute of America, 2000, S. 229–235 (LIA Vol. 88).
- [34] CALLIES, G.; WAWRA, T.: *Verfahrensstrategien zur effizienten Erzeugung von Durchbrüchen und Bohrungen hoher Präzision für die Mengenfertigung – Verbundprojekt: Präzises Bohren und Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe (PRABO)*. In: Präzisionsabtragen mit Lasern – BMBF-Projektverbund: Laserinduzierte Fertigungsverfahren – Abtragen mit Laserphotonen (ABLATE). Düsseldorf: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien, 2000, S. 40–52 (Handbuchreihe Laser in der Materialbearbeitung Bd. 12).
- [35] WAWRA, T.: *Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzision mittels Laserstrahlung*. München: Herbert Utz Verlag, 2005. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [36] GIEDL, R.; HELML, H.-J.; WAGNER, F. X.; WILD, M. J.: *Geometrical aspects of laser-drilled high precision holes for flow control applications*. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): Fourth International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2003 (Munich). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 389–394 (Proc. SPIE Bd. 5063).
- [37] JASPER, K.: *Neue Konzepte der Laserstrahlformung und -führung für die Mikrotechnik*. München: Herbert Utz Verlag, 2003. Universität Stuttgart, Dissertation, 2002 (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [38] 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.; Lu, Y. F.; Sugioka, K.; Dubowski, J. J. (Hrsg.): Second International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2001 (Singapore). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2002, S. 104–107 (Proc. SPIE Bd. 4426).
- [39] DAUSINGER, F.; ABELN, T.; BREITLING, D.; RADKE, J.; KONOV, V.; GARNOV, S.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; TSARKOVA, O.: *Bohren keramischer Werkstoffe mit Kurzpuls-Festkörperlasern*. LaserOpto **31** (1999) Nr. 3,

- S. 78–85.
- [40] LOW, D. K. Y.; LI, L.; BYRD, P. J.: *The effects of process parameters on spatter deposition in laser percussion drilling*. Optics & Laser Technology **32** (2000) Nr. 5, S. 347–354.
- [41] NG, G. K. L.; LI, L.: *The effect of laser peak power and pulse width on the hole geometry repeatability in laser percussion drilling*. Optics & Laser Technology **33** (2001) Nr. 6, S. 393–402.
- [42] JANDELEIT, J.; TREUSCH, H.-G.; KREUTZ, E. W.; URBASCH, G.: *Materi-alabtrag mit ps-Laserpulsen*. In: VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): *Präzise optische Bearbeitung von Festkörpern – BMBF-Projektverbund: Präzise optische Behandlung von Oberflächen (PROBE)*. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1996, S. 95–103 (Handbuchreihe Laser in der Materialbearbeitung Bd. 5).
- [43] LIU, X.; DU, D.; MOUROU, G.: *Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses*. IEEE J. of Quantum Electronics **33** (1997) Nr. 10, S. 1706–1716.
- [44] MOMMA, C.; NOLTE, S.; CHICHKOV, B. N.; VON ALVENSLEBEN, F.; TÜN-NERMANN, A.: *Präzise Mikro-Bearbeitung mit Femtosekunden-Laserpulsen*. Laser und Optoelektronik **29** (1997) Nr. 3, S. 82–89.
- [45] MOMMA, C.; NOLTE, S.; CHICHKOV, B. N.; VON ALVENSLEBEN, F.; TÜN-NERMANN, A.: *Precise laser ablation with ultrashort pulses*. Appl. Surf. Sc. **109/110** (1997), S. 15–17.
- [46] TÖNSHOFF, H. K.; MOMMA, C.; OSTENDORF, A.; NOLTE, S.; KAMLAGE, G.: *Microdrilling of metals with ultrashort laser pulses*. J. Laser Applications **12** (2000) Nr. 1, S. 23–27.
- [47] NOLTE, S.; MOMMA, C.; CHICHKOV, B. N.; WELLING, H.: *Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen*. Physikalische Blätter **55** (1999) Nr. 6, S. 41–44.
- [48] NOLTE, S.: *Mikromaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen*. Göttingen: Cuvillier, 1999. Universität Hannover, Fachbereich Physik, Dissertation 1999.
- [49] KORTE, F.; NOLTE, S.; CHICHKOV, B. N.; BAUER, T.; KAMLAGE, G.; WAGNER, T.; FALLNICH, C.; WELLING, H.: *Far-field and near-field material processing with femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 7–11.
- [50] KORTE, F.; ADAMS, S.; EGBERT, A.; FALLNICH, C.; OSTENDORF, A.; NOLTE, S.; WILL, M.; RUSKE, J.-P.; CHICHKOV, B. N.; TÜN-NERMANN, A.: *Sub-diffraction limited structuring of solid targets with femtosecond laser pulses*. Optics Express **7** (2000) Nr. 2, S. 41–49.
- [51] DAUSINGER, F.; LICHTNER, F.; LUBATSCHOWSKI, H.: *Femtosecond Techno-*

- logy for Technical and Medical Applications. Berlin: Springer, 2004 (Topics in Applied Physics Bd. 96).
- [52] SCHMITZ, G.; DAUSINGER, F.: *primus – Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen*. In: Dausinger, F. (Hrsg.): Femtosekudentechnologie (FST): Optische Technologien made in Germany – Jahrestagung 2003 des Verbands Femtosekudentechnologie (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2003, S. 4–42, Abschlusspräsentationen der im Rahmen des bmb+f-Programms „Optische Technologien“ geförderten Projekte.
- [53] KÖNIG, J.: *Abtragsprozesse bei Bestrahlung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen*. 2006. Universität Jena, Phys.-Astronom. Fakultät, Dissertation 2006.
- [54] SCHMITZ, G.; DAUSINGER, F.: *Produktive Mikro-Prozess-Technik mit ultrakurz-gepulsten Strahlquellen (PROMPTUS)*. Stuttgart: Robert Bosch GmbH, Gesamtverbundbeschreibung zur bmb+f-Ausschreibung „Femtonik – Nutzung ultraschneller Phänomene“, 2004.
- [55] SCHITTENHELM, H.: *Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen*. München: Herbert Utz Verlag, 2000. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [56] BURGHARDT, B.; SCHEEDE, S.; SENCZUK, R.; KAHLERT, H.-J.: *Ablation plume effects on high precision excimer laser-based micromachining*. Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 137–140.
- [57] RUF, A.: *Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern*. München: Herbert Utz Verlag, 2004. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [58] VON ALLMEN, M.: *Laser-Beam Interaction with Materials*. Berlin: Springer, 1987 (Springer Series in Materials Science Bd. 2).
- [59] DAUSINGER, F.: *Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität*. Stuttgart: Teubner, 1995. Universität Stuttgart, Habilitationsschrift, 1994 (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [60] HÜGEL, H.; DAUSINGER, F.: *Fundamentals of laser-induced processes*. In: Martienssen, W. (Hrsg.): Laser Physics and Applications. Berlin: Springer, 2004, S. 3–71 (Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology – New Series VIII/1C).
- [61] WEAVER, J. H.; KRAFKA, C.; LYNCH, D. W.; KOCH, E. E.: *Optical properties of metals*, Bd. 1 The transition metals. Karlsruhe: Fachinformationszentrum Energie – Physik – Mathematik, 1981.
- [62] PHILIPP, H. R.: *Silicon Nitride (Si_3N_4), noncrystalline*. In: Palik, E. D. (Hrsg.): Handbook of optical constants of solids. New York: Academic Press, 1985, S.

- 771–774 (Academic Press handbook series Bd. 1).
- [63] MARUO, H.; MIYAMOTO, I.; OOIE, T.: *Processing mechanism of ceramics with high power density lasers*. In: Matsunawa, A.; Katayama, S. (Hrsg.): Proc. Intl. Conf. on Laser Advanced Materials Processing LAMP '92 (Nagaoka, Niigata, Japan). Osaka, Japan: High Temperature Society of Japan, 1992, S. 293–298.
- [64] 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.; Newnam, B. E.; Soileau, M. J. (Hrsg.): Laser-Induced Damage in Optical Materials 1996. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1997, S. 149–156 (Proc. SPIE Bd. 2966).
- [65] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner, 1992 (Teubner Studienbücher Maschinenbau).
- [66] BASOV, N. G.; GRIBKOV, V. A.; KROKHIN, O. N.; SKLIZKOV, G. V.: *High temperature effects of intense laser emission focused on a solid target*. Sov. Phys. JETP **27** (1968) Nr. 4, S. 575–582.
- [67] CHANG, J. J.; WARNER, B. E.: *Laser-plasma interaction during visible-laser ablation of methods*. Appl. Phys. Lett. **69** (1996), S. 473–475.
- [68] BREITLING, D.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Shadowgraphic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths*. In: Lapucci, A.; Ciofini, M. (Hrsg.): XIII Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference GCL/HPL 2000 (Florence, Italy). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2001, S. 534–538 (Proc. SPIE Bd. 4184).
- [69] CHAN, C. L.; MAZUMDER, J.: *One-dimensional steady-state model for damage by vaporization and liquid expulsion due to laser-material interaction*. J. Appl. Phys. **62** (1987) Nr. 11, S. 4579–4586.
- [70] BASU, S.; DEBROY, T.: *Liquid metal expulsion during laser irradiation*. J. Appl. Phys. **72** (1992) Nr. 8, S. 3317–3322.
- [71] FRENCH, P. W.; HAND, D. P.; PETERS, C.; SHANNON, G. J.; BYRD, P.; STEEN, W. M.: *Investigation of the Nd:YAG laser percussion drilling process using high speed filming*. In: Beyer, E.; Chen, X.; Miyamoto, I. (Hrsg.): Proc. Laser Materials Processing Conf. ICALEO '98 (Orlando, FL). Orlando, FL: Laser Institute of America (LIA), 1998, S. B1–B10.
- [72] WILLIS, D. A.; XU, X.: *Transport phenomena and droplet formation during pulsed laser interaction with thin films*. J. Heat Trans. **122** (2000), S. 763–770.
- [73] RUF, A.; BREITLING, D.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Modeling and investigation of melt ejection dynamics for laser drilling with short pulses*.

- In: Miyamoto, I.; Kobayashi, K.; Sugioka, K.; Poprawe, R.; Helvajian, H. (Hrsg.): Third International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2002 (Osaka). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 73–78 (Proc. SPIE Bd. 4830).
- [74] STEGMAN, R. L.; SCHRIEMPF, J. T.; HETTICHE, L. R.: *Experimental studies of laser-supported absorption waves with 5-ms pulses of 10.6- μ radiation*. J. Appl. Phys. **44** (1973) Nr. 8, S. 3675–3681.
- [75] ARNOLD, J. M.: *Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern*. Stuttgart: Teubner, 1994. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [76] RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Continuos multi-phase modeling of laser ablation with short pulses*. In: Poprawe, R.; Otto, A. (Hrsg.): Proc. Second Intl. WLT-Conference Lasers in Manufacturing, LIM 2003 (München, Germany). Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik (WLT) e.V., Stuttgart, Germany: AT-Fachverlag, 2003, S. 357–362.
- [77] LUFT, A.; FRANZ, U.; EMSERMANN, A.; KASPAR, J.: *A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling*. Appl. Phys. A **63** (1996), S. 93–101.
- [78] HÜTTNER, B.: *On the physics at short laser pulses*. Lasers in Engineering **8** (1999), S. 319–337.
- [79] RETHFELD, B.; KAISER, A.; VICANEK, M.; SIMON, G.: *Femtosecond laser-induced heating of electron gas in aluminium*. Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 109–112.
- [80] HÜTTNER, B.; ROHR, G.: *On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction with metals. I. Surface temperature*. Appl. Surf. Sc. **103** (1996) Nr. 3, S. 269–274.
- [81] ALLEN, P. B.: *Theory of thermal relaxation of electrons in metals*. Phys. Rev. Lett. **59** (1987) Nr. 13, S. 1460–1463.
- [82] ANISIMOV, S. I.; BONCH-BRUEVICH, A. M.; ELYASHEVICH, M. A.; IMAS, Y. A.; ROMANOV, N. A. P. G. S.: *Effect of powerful light fluxes on metals*. Sov. Phys. – Techn. Phys. **11** (1967) Nr. 7, S. 945–952.
- [83] CHICHKOV, B. N.; MOMMA, C.; NOLTE, S.; VON ALVENSLEBEN, F.; TÜNNERMANN, A.: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Appl. Phys. A **63** (1996), S. 109–115.
- [84] KÖRNER, C.; BERGMANN, H. W.: *Thermal and mechanical aspects in short pulse laser interaction with metals*. In: Dausinger, F.; Bergmann, H. W.; Sigel, J. (Hrsg.): Proc. 6th European Conference on Laser Treatment of Materials ECLAT '96 (Stuttgart). Wiesbaden: Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werk-

- stofftechnik e. V. (AWT), 1996, S. 585–594.
- [85] HÜTTNER, B.; ROHR, G. C.: *An extended two temperature model – a new approach for the laser metal interaction*. In: Dausinger, F.; Bergmann, H. W.; Sigel, J. (Hrsg.): Proc. 6th European Conference on Laser Treatment of Materials ECLAT '96 (Stuttgart). Wiesbaden: Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werkstofftechnik e. V. (AWT), 1996, S. 595–602.
- [86] KÖRNER, C.: *Theoretische Untersuchungen zur Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Metallen*. 1997. Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation.
- [87] RETHFELD, B.; SOKOLOWSKI-TINTEN, K.; VON DER LINDE, D.; ANISIMOV, S. I.: *Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*. Appl. Phys. A **79** (2004), S. 767–769.
- [88] RETHFELD, B.; SOKOLOWSKI-TINTEN, K.; VON DER LINDE, D.: *Excitation – melting – ablation: Theoretical investigations of key processes during ultrashort pulsed laser machining*. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): Fourth International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2003 (Munich). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 71–80 (Proc. SPIE Bd. 5063).
- [89] BREITLING, D.; RUF, A.; DAUSINGER, F.: *Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses*. In: Herman, P. R.; Fieret, J.; Piqué, A.; Okada, T.; Bachmann, F. G.; Hoving, W.; Washio, K.; Xu, X.; Dubowski, J. J.; Geohegan, D. B.; Träger, F. (Hrsg.): Photon Processing in Microelectronics and Photonics III (San José), CA. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2004, S. 49–63 (Proc. SPIE Bd. 5339).
- [90] VON ALLMEN, M.: *Laser-Beam Interaction with Materials*. Berlin: Springer, 1987, S. 34–35 (Springer Series in Materials Science Bd. 2).
- [91] STUART, B. C.; FEIT, M. D.; HERMAN, S.; RUBENCHIK, A. M.; SHORE, B. W.; PERRY, M. D.: *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*. Phys. Rev. B **53** (1996) Nr. 4, S. 1749–1761.
- [92] LENZNER, M.; KRÜGER, J.; SARTANIA, S.; CHENG, Z.; SPIELMANN, C.; MOUROU, G.; KAUTEK, W.; KRAUSZ, F.: *Femtosecond optical breakdown in dielectrics*. Phys. Rev. Lett. **80** (1998) Nr. 18, S. 4076–4079.
- [93] BERGMANN; SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 5 Vielteilchensysteme. Berlin: Walter de Gruyter, 1992.
- [94] WHARTON, C. B.: *Microwave Techniques*. In: Huddleston, R. H.; Leonard, S. L. (Hrsg.): Plasma Diagnostic Techniques. New York: Academic Press, 1965, S. 477–516 (Pure and applied physics Bd. 21).
- [95] RAIZER, YU. P.: *Heating of a gas by a powerful light pulse*. Sov. Phys. JETP **21** (1965) Nr. 5, S. 1009–1017.

- [96] POPRAWA, R.: *Materialabtragung und Plasmaforamtion im Strahlungsfeld von UV-Lasern*. Technische Hochschule Darmstadt, FB Physik, Dissertation 1984.
- [97] ZEL'DOVICH, YA. B.; RAÍZER, YU. P.: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Bd. 1. New York: Academic Press, Inc., 1966.
- [98] MAECKER, H.; PETERS, T.: *Das Elektronenkontinuum in der Säule des Hochstromkohlebogens und in anderen Bögen*. Zeitschrift für Physik **139** (1954), S. 448–463.
- [99] WENDE, B.: *Das Plasma*. In: Gobrecht, H. (Hrsg.): *Aufbau der Materie*, 2. Aufl. Berlin: Walter de Gruyter, 1981 (Bergmann; Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. 4, Teil 2).
- [100] MULSER, P.; SIGEL, R.; WITKOWSKI, S.: *Plasma production by laser*. Physics Reports **6** (1973) Nr. 3, S. 187–239, (Physics Letters: Section C).
- [101] AMORUSO, S.; ARMENANTE, M.; BERARDI, V.; BRUZZESE, R.; VELOTTA, R.; WANG, X.: *High fluence visible and ultraviolet laser ablation of metallic targets*. Appl. Surf. Sc. **127–129** (1998), S. 1017–1022.
- [102] VAN DE HULST, H. C.: *Light Scattering by Small Particles*. New York: John Wiley & Sons, 1957.
- [103] BOHREN, C. F.; HUFFMANN, D. R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: John Wiley & Sons, 1983.
- [104] HANSEN, F.; DULEY, W. W.: *Attenuation of laser radiation by particles during laser materials processing*. J. Laser Applications **6** (1994) Nr. 3, S. 137–143.
- [105] 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. 1564–1575.
- [106] CALLIES, G.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Modeling of the expansion of laser-evaporated matter in argon, helium and nitrogen and the condensation of clusters*. Appl. Surf. Sc. **127–129** (1998), S. 134–141.
- [107] CALLIES, G.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Modeling of cluster generation in excimer laser-induced plasma/vapor plumes*. Thermophysics and Aeromechanics **5** (1998) Nr. 2, S. 235–253.
- [108] SCHITTENHELM, H.; CALLIES, G.; STRAUB, A.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Measurements of wavelength-dependent transmission in excimer laser-induced plasma plumes and their interpretation*. J. Phys. D: Appl. Phys. **31** (1998), S. 418–427.
- [109] MATSUNAWA, A.: *Physical phenomena and their interpretation in laser materials processing*. In: Ream, S. L.; Dausinger, F.; Fujioka, T. (Hrsg.): *Proc. Laser Materials Processing ICALEO '90* (Boston, MA). Orlando, FL: Laser Institute of

- America (LIA), 1991, S. 313–324.
- [110] ANISIMOV, S. I.; BÄUERLE, D.; LUK'YANCHUK, B. S.: *Gas dynamics and film profiles in pulsed-laser deposition of materials*. Phys. Rev. B **48** (1993) Nr. 16, S. 12076–12081.
- [111] MAZHUKIN, V. I.; GUSEV, I. V.; SMUROV, I.; FLAMANT, G.: *Laser-induced breakdown of metal vapor*. Microchemical Journal **50** (1994), S. 413–433.
- [112] SIRCAR, A.; DWIVEDI, R. K.; THAREJA, R. K.: *Laser induced breakdown of Ar, N₂ and O₂ gases using 1.064, 0.532, 0.355 and 0.266 μm radiation*. Appl. Phys. B **63** (1996), S. 623–627.
- [113] CALLIES, G.: *Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen*. Stuttgart: Teubner, 1999. Universität Stuttgart, Dissertation, 1999 (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [114] MAO, X.; RUSSO, R. E.: *Observation of plasma shielding by measuring transmitted and reflected laser pulse temporal profiles*. Appl. Phys. A **64** (1997), S. 1–6.
- [115] VON ALLMEN, M.: *Laser-Beam Interaction with Materials*. Berlin: Springer, 1987, S. 16, 156 (Springer Series in Materials Science Bd. 2).
- [116] ANISIMOV, S. I.: *Vaporization of metal absorbing laser radiation*. Sov. Phys. JETP **27** (1968) Nr. 1, S. 182–183.
- [117] ANISIMOV, S. I.; RAKHMATULINA, A. KH.: *The dynamics of the expansion of a vapor when evaporated into a vacuum*. Sov. Phys. JETP **37** (1973) Nr. 3, S. 441–444.
- [118] ADEN, M.; BEYER, E.; HERZIGER, G.: *Laser-induced vaporisation of metal as a Riemann problem*. J. Phys. D: Appl. Phys. **23** (1990), S. 655–661.
- [119] SMUROV, I.; AKSENOV, L.; FLAMANT, G.: *Melt removal in pulsed laser action of millisecond range*. In: Denney, P.; Miyamoto, I.; Mordike, B. L. (Hrsg.): Proc. Laser Materials Processing Conf. ICALEO '93 (Orlando, FL). Orlando, FL: Laser Institute of America (LIA), 1994, S. 242–249.
- [120] MAZHUKIN, V.; SMUROV, I.; FLAMANT, G.: *Simulation of laser plasma dynamics: influence of ambient pressure and intensity of laser radiation*. Journal of Computational Physics **112** (1994) Nr. 1, S. 78–90.
- [121] KNIGHT, C. J.: *Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure*. AIAA Journal **17** (1979) Nr. 5, S. 519–523.
- [122] RAİZER, YU. P.: *Subsonic propagation of a light spark and threshold conditions for the maintenance of plasma by radiation*. Sov. Phys. JETP **31** (1970) Nr. 6, S. 1148–1154.
- [123] FOWLER, M. C.; SMITH, D. C.: *Ignition and maintainance of subsonic plasma*

- waves in atmospheric pressure air by cw CO_2 laser radiation and their effect on laser beam propagation. *J. Appl. Phys.* **46** (1975) Nr. 1, S. 138–150.
- [124] PIRRI, A. N.; ROOT, R. G.; WU, P. K. S.: *Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers*. *AIAA Journal* **16** (1978) Nr. 12, S. 1296–1304.
- [125] WOODROFFE, J.: *Pulsed-laser/material interaction*. In: Onorato, M. (Hrsg.): *Fourth Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers GCL 1982* (Stresa, Italy). New York: Plenum Press, 1984, S. 97–110.
- [126] CALLIES, G.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Time-resolved observation of gas-dynamic discontinuities arising during excimer laser ablation and their interpretation*. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** (1995), S. 794–806.
- [127] DAN'SHCHIKOV, E. V.; LEBEDEV, F. V.; RYAZANOV, A. V.: *State of a plasma near a metal bombarded by a CO_2 laser beam*. *Sov. J. Plasma Phys.* **10** (1984) Nr. 2, S. 225–229.
- [128] BORCHERT, H.: *Analyse der Wechselwirkung von Nanosekunden- und Pikosekunden-Laserimpulsen mit dielektrischen Werkstoffen*. 2003. Universität Karlsruhe, Fakultät Elektrotechnik, Dissertation, 2002 (ISL – R 107/2003).
- [129] BREITLING, D.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Shadowgraphic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths*. *Appl. Phys. A* **69S** (1999), S. 505–508.
- [130] PROKHOROV, A. M.; BATANOV, V. A.; BUNKIN, F. V.; FEDOROV, V. B.: *Metal evaporation under powerful optical radiation*. *IEEE J. of Quantum Electronics* **9** (1973) Nr. 5, S. 503–510.
- [131] NIELSEN, P. E.: *Hydrodynamic calculations of surface response in the presence of laser-supported detonation waves*. *J. Appl. Phys.* **46** (1975) Nr. 10, S. 4501–4505.
- [132] SEDOV, L. I.: *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. London: Cleaver-Hume Press, 1959.
- [133] HOHLA, K.; BÜCHL, K.; WIENECKE, R.; WITKOWSKI, S.: *Energiebestimmung der Stoßwelle eines laserinduzierten Gasdurchbruchs*. *Z. Naturforsch.* **24a** (1969), S. 1244–1249.
- [134] PIRRI, A. N.; SCHLIER, R.; NORTHAM, D.: *Momentum transfer and plasma formation above a surface with a high-power CO_2 laser*. *Appl. Phys. Lett.* **21** (1972) Nr. 3, S. 79–81.
- [135] PIRRI, A. N.: *Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser*. *Phys. Fluids* **16** (1973) Nr. 9, S. 1435–1440.
- [136] LU, J.; NI, X.-W.; HE, A.-Z.: *An interferometric investigation of ignition and*

- propagation of laser-supported-detonation wave at the initial stage.* In: Pryputniewicz, R. J.; Brown, G. M.; Jüptner, W. P. (Hrsg.): *Interferometry VI: Applications 1993*. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1994, S. 100–106 (Proc. SPIE Bd. 2004).
- [137] PRAT, C.; SARNET, T.; AUTRIC, M.; INGLESAKIS, G.: *Dynamics of 248 nm-laser produced plasmas above a metallic surface.* In: Bohn, W. L.; Hügel, H. (Hrsg.): *X Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers GCL '94* (Friedrichshafen, Germany). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1995, S. 701–705 (Proc. SPIE Bd. 2052).
- [138] NICOLAS, G.; AUTRIC, M.: *Excimer laser-induced hydrodynamical effects and surface modifications on silicon carbide.* Appl. Surf. Sc. **96–98** (1996), S. 296–301.
- [139] ADEN, M.; KREUTZ, E. W.; SCHLÜTTER, H.; WISSENBACH, K.: *The applicability of the Sedov–Taylor scaling during material removal of metals and oxide layers with pulsed CO₂ and excimer laser radiation.* J. Phys. D: Appl. Phys. **30** (1997), S. 980–989.
- [140] ARNOLD, N.; GRUBER, J.; HEITZ, J.: *Spherical expansion of the vapor plume into ambient gas: an analytical model.* Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 87–93.
- [141] JEONG, S. H.; GREIF, R.; RUSSO, R. E.: *Shock wave and material vapour plume propagation during excimer laser ablation of aluminum samples.* J. Phys. D: Appl. Phys. **32** (1999), S. 2578–2585.
- [142] BREITLING, D.: *Untersuchungen der Plasmaeigenschaften beim Abtragen heterogener dielektrischer Stoffe mit gepulster Laserstrahlung.* Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1998 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 98-20).
- [143] VON ALLMEN, M.: *Laser–Beam Interaction with Materials.* Berlin: Springer, 1987, S. 34–39, 157–158 (Springer Series in Materials Science Bd. 2).
- [144] TIEN, A.-C.; BACKUS, S.; KAPTEYN, H.; MURNANE, M.; MOUROU, G.: *Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulser duration.* Phys. Rev. Lett. **88** (1999) Nr. 19, S. 3983–3886.
- [145] DU, D.; LIU, X.; KORN, G.; SQUIER, J.; MOUROU, G.: *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs.* Appl. Phys. Lett. **64** (1994) Nr. 23, S. 1597–1599.
- [146] KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Ablation rate enhancement by combination of picosecond and nanosecond pulse trains: Effect of polarization.* In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): *Proc. 2nd Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2001* (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2001.

- [147] BREITLING, D.; RUF, A.; DAUSINGER, F.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; KONO, V.; SUZUKI, J.: *Bausteine zum Prozessverständnis beim Laserbohren*. In: Dausinger, F.; Hügel, H.; Müller, M.; Weick, J. M. (Hrsg.): Stuttgarter Lasertage SLT '01 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2001, S. 50–55.
- [148] TAYLOR, G.: *The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion*. Proc. Royal Soc. London A **201** (1950) Nr. 1065, S. 159–174.
- [149] JONES, D. L.: *Erratum: Strong blast waves in spherical, cylindrical, and plane shocks*. Phys. Fluids **5** (1962), S. 637.
- [150] RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Analytical investigations on geometrical influences on laser drilling*. J. Phys. D: Appl. Phys. **34** (2001), S. 2918–2925.
- [151] RUF, A.; BREITLING, D.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Hydrodynamical modeling of laser drilling with short and ultrashort pulses*. In: Atanasov, P. A.; Serafetinides, A. A.; Kolev, I. N. (Hrsg.): 12th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications ISQE 2002 (Varna, Bulgaria). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 367–371 (Proc. SPIE Bd. 5226).
- [152] RUF, A.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.; KONONENKO, T.; KLIMENTOV, S.; GARNOV, S.; KONO, V.; SUZUKI, J.: *Modeling and experimental analysis of hole formation in laser deep drilling with short and ultra-short pulses*. In: Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik (WLT) e.V. (Hrsg.): Proc. First Intl. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing (München, Germany). Stuttgart, Germany: AT-Fachverlag, 2001, S. 214–226.
- [153] VON ALLMEN, M.: *Laser drilling velocity in metals*. J. Appl. Phys. **47** (1976) Nr. 12, S. 5460–5463.
- [154] HORN, R.: *Untersuchung und Bewertung verschiedener analytischer Modelle hinsichtlich ihrer Eignung zur Beschreibung des Laserbohrens und -abtragens*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2001 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 01-19).
- [155] DAUSINGER, F.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RUF, A.; WEIKERT, M.: *Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen*. Universität Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 2. Zwischenbericht für den Zeitraum 01.01.2001 bis 31.12.2001, 2002 (BMBF-Verbundprojekt „Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen“ (PRIMUS) FKZ: 13N7710/6).
- [156] YABE, T.; MOCHIZUKI, T.; HARA, H.: *Multi-dimensional hydrodynamic simulation of laser-induced evaporation dynamics*. In: Matsunawa, A.; Katayama, S. (Hrsg.): Proc. Intl. Conf. on Laser Advanced Materials Processing LAMP '92

- (Nagaoka, Niigata, Japan). Osaka, Japan: High Temperature Society of Japan, 1992, S. 387–392.
- [157] 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. 343–351.
- [158] BREITLING, D.; FÖHL, C.; DAUSINGER, F.; KONONENKO, T.; KONOV, V.: *Drilling of Metals*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski, H. (Hrsg.): *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*. Berlin: Springer, 2004, S. 131–154 (Topics in Applied Physics Bd. 96).
- [159] KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; PIVOVAROV, P. A.; DAUSINGER, F.: *High rate deep channel ablative formation by picosecond–nanosecond combined laser pulses*. Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 633–636.
- [160] NOLTE, S.; MOMMA, C.; KAMLAGE, G.; OSTENDORF, A.; FALLNICH, C.; VON ALVENSLEBEN, F.; WELLING, H.: *Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling*. Appl. Phys. A **68** (1999), S. 563–567.
- [161] BREITLING, D.; KONONENKO, T. V.; KLIMENTOV, S. M.; BERGER, P.; KONOV, V. I.; DAUSINGER, F.: *Hole formation and drilling progress analysis during high-aspect ratio drilling using ultra-short pulsed solid-state lasers*. In: Frühjahrstagung 2001 der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Berlin). 2001, S. 105 (Verhandl. DPG (VI) Bd. 36).
- [162] BREITLING, D.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.: *Drilling progress visualization: Hole formation and drilling rate analysis during high-aspect ratio drilling using ultra-short pulsed solid state lasers*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): *Proc. 2nd Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2001* (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2001.
- [163] BREITLING, D.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.: *Drilling progress visualization: Hole formation, drilling rate, and plasma transmission analysis during high-aspect ratio drilling using ultra-short pulsed solid state lasers*. In: Berger, P.; Dausinger, F. (Hrsg.): *Mikroseminar am IFSW* (26.03.2001). Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, 2001.
- [164] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; GARNOV, S. V.; PIVOVAROV, P. A.; TSARKOVA, O. G.; MALYUTIN, A. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Tenth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2002 (BMBF-Verbundprojekt PRI-

- MUS FKZ: 13N7710/6).
- [165] KONONENKO, T. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONOV, V. I.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; DAUSINGER, F.; BREITLING, D.: *Propagation of short-pulsed laser radiation and stages of ablative deep-channel formation*. In: Gower, M. C.; Helvajian, H.; Sugioka, K.; Dubowski, J. J. (Hrsg.): *Laser Applications in Micro-electronic and Optoelectronic Manufacturing VI*. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2001, S. 248–257 (Proc. SPIE Bd. 4274).
 - [166] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; GARNOV, S. V.: *Grundlegende Untersuchungen des Wechselwirkungsprozesses beim Abtragen und Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen: Fourth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2000 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
 - [167] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Effect of nonlinear scattering of radiation in air on material ablation by femtosecond laser pulses*. In: Dausinger, F. H.; Konov, V. I.; Baranov, V. Yu.; Panchenko, V. Ya. (Hrsg.): *Laser Processing of Advanced Materials and Laser Microtechnologies: Conf. on Lasers, Applications, and Technologies LAT 2002 (Moscow)*. Russian Academy of Science, Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 77–86 (Proc. SPIE Bd. 5121).
 - [168] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; KONOV, V. I.; PROKHOROV, A. M.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Effect of nonlinear light scattering in air on ablation of materials produced by femtosecond laser pulses*. *Quantum Electronics* **32** (2002) Nr. 5, S. 433–436.
 - [169] NEDIALKOV, N. N.; IMAMOVA, S. E.; ATANASOV, P. A.: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses*. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** (2004), S. 638–643.
 - [170] LE HARZIC, R.; BREITLING, D.; WEIKERT, M.; SOMMER, S.; FÖHL, C.; VALETTE, S.; DONNET, C.; AUDOUARD, E.; DAUSINGER, F.: *Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100 fs to 5 ps*. *Appl. Surf. Sc.* **249** (2005) Nr. 1–4, S. 322–331.
 - [171] BANKS, P. S.; FEIT, M. D.; RUBENCHIK, A. M.; STUART, B. C.; PERRY, M. D.: *Material effects in ultr-short pulse laser drilling of metals*. *Appl. Phys. A* **69S** (1999), S. 377–380.
 - [172] KONOV, V. I.; PIVOVAROV, S. M. K. P. A.; ; KONONENKO, T. V.; GARNOV, S. V.; TSARKOVA, O. G.; MALYUTIN, A. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Ninth Quarter Report*. Moscow: General Physics

- Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2002 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [173] IHLEMANN, J.; SCHOLL, A.; SCHMIDT, H.; WOLFF-ROTTKE, B.: *Nanosecond and femtosecond excimer-laser ablation of oxide ceramics*. Appl. Phys. A **60** (1995), S. 411–417.
- [174] OOIE, T.; MIYAMOTO, I.; MARUO, H.; HIROTA, Y.; MATSUYOSHI, T.; ORII, Y.: *Ablation characteristics of material by excimer laser under different gas pressure and species*. In: Farson, D.; Steen, W. M.; Miyamoto, I. (Hrsg.): Proc. Laser Materials Processing Symposium ICALEO '92 (Orlando, FL). Orlando, FL: Laser Institute of America (LIA), 1992, S. 480–489.
- [175] JORDAN, R.; LUNNEY, J. G.: *Investigation of excimer laser ablation of iron*. Appl. Surf. Sci. **127–129** (1998), S. 968–972.
- [176] POPRAWA, R.; WEHNER, M.; BROWN, G.; HERZIGER, G.: *Plasma-spectra in materials processing by excimer lasers*. In: Kreutz, E. W. (Hrsg.): High Power Lasers (The Hague, The Netherlands). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1987, S. 191–197 (Proc. SPIE Bd. 801).
- [177] SAPPEY, A. D.; GAMBLE, T. K.: *Laser-fluorescence diagnostics for condensation in laser-ablated copper plasmas*. Appl. Phys. B **53** (1991), S. 353–361.
- [178] MEHLMAN, G.; CHRISEY, D. B.; BURKHALTER, P. G.; HORWITZ, J. S.; NEWMAN, D. A.: *Vacuum ultraviolet spectroscopy study of excimer-laser-generated plasmas*. J. Appl. Phys. **74** (1993) Nr. 1, S. 53–61.
- [179] HERMANN, J.; THOMANN, A. L.; BOULMER-LEBORGNE, C.; DUBREUIL, B.; DE GIORGI, M. L.; PERRONE, A.; LUCHES, A.; MIHAILESCU, I. N.: *Plasma diagnostics in pulsed laser TiN layer deposition*. J. Appl. Phys. **77** (1995) Nr. 7, S. 2928–2936.
- [180] WITKE, T.: *Optische Plasmaspektroskopie und Kurzzeituntersuchungen an gepulsten Laser-, Bogen- und Kanalfunkenplasmen*. Aachen: Shaker Verlag, 1996. Technische Universität Dresden, Dissertation (Berichte aus der Physik).
- [181] HUGENSCHMIDT, M.; SCHMITT, R.; ALTHAUS, M.: *High-speed diagnostics in laser material processing applications*. In: Paisley, D. L.; Frank, A. M. (Hrsg.): 22nd International Congress on High-Speed Photography and Photonics 1996 (Santa Fe, NM). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1997, S. 1017–1024 (Proc. SPIE Bd. 2869).
- [182] GEOHEGAN, D. B.: *Fast intensified-CCD photography of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ laser ablation in vacuum and ambient oxygen*. Appl. Phys. Lett. **60** (1992) Nr. 22, S. 2732–2734.

- [183] AL-WAZZAN, R. A.; HENDRON, J. M.; MORROW, T.: *Spatially and temporally resolved emission intensities and number densities in low temperature laser-induced plasmas in vacuum and in ambient gases*. Appl. Surf. Sc. **96–98** (1996), S. 170–174.
- [184] MATSUNAWA, A.; KATAYAMA, S.: *High speed photographic study of YAG laser materials processing*. In: Albright, C. (Hrsg.): Laser Welding, machining, and materials processing: Proc. Intl. Conf. Applications of Laser and Electro-optics, ICALEO '85 (San Francisco, CA). Berlin: Springer-Verlag, 1986, S. 41–48.
- [185] VENTZEK, P. L. G.; GILGENBACH, R. M.; SELL, J. A.; HEFFELFINGER, D. M.: *Schlieren measurements of the hydrodynamics of excimer laser ablation of polymers in atmospheric pressure gas*. J. Appl. Phys. **68** (1990) Nr. 3, S. 965–968.
- [186] JANDELEIT, J.; RUSSBÜLDT, P.; URBASCH, G.; HOFFMANN, D.; TREUSCH, H.-G.; KREUTZ, E. W.: *Picosecond imaging of laser-induced ablation processes and production of microstructures by picosecond laser pulses*. In: Hall, D. R.; Baker, H. J. (Hrsg.): XI Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference GCL/HPL '96 (Edinburgh, UK). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1997, S. 481–484 (Proc. SPIE Bd. 3092).
- [187] GILGENBACH, R. M.; VENTZEK, P. L. G.: *Dynamics of excimer laser-ablated aluminum neutral atom plume measured by dye laser resonance absorption photography*. Appl. Phys. Lett. **58** (1991) Nr. 15, S. 1597–1599.
- [188] VENTZEK, P. L. G.; GILGENBACH, R. M.; CHING, C. H.; LINDLEY, R. A.: *Schlieren and dye laser resonance absorption photographic investigations of KrF excimer laser-ablated atoms and molecules from polyimide, polyethyleneterephthalate, and aluminum*. J. Appl. Phys. **72** (1992) Nr. 5, S. 1696–1706.
- [189] SCHITTENHELM, H.; CALLIES, G.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Experimental investigations of interaction mechanisms in the excimer laser-induced vapor plume*. Thermophysics and Aeromechanics **5** (1998) Nr. 2, S. 255–265.
- [190] PURETZKY, A. A.; GEOHEGAN, D. B.: *LIF imaging and gas-phase diagnostics of laser desorbed MALDI-matrix plumes*. Appl. Surf. Sc. **127–129** (1998), S. 248–254.
- [191] AUTRIC, M.; VIGLIANO, P.; D. STIC; BOURNOT, P.; DUFRESNE, D.: *Visible spectroscopy of laser produced plasma*. In: Quenzer, A. (Hrsg.): Proc. High-Power CO₂ Laser Systems and Applications ECO 1 (Hamburg, Germany). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1989, S. 96–102 (Proc. SPIE Bd. 1020).
- [192] VOGEL, N.; KOCHAN, N.: *Interferometric diagnostic of picosecond laser ablation in air*. Appl. Surf. Sc. **127–129** (1998), S. 928–934.
- [193] SCHITTENHELM, H.; CALLIES, G.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Two-wavelength*

- interferometry on excimer laser induced vapor/plasma plumes during the laser pulse.* Appl. Surf. Sc. **127–129** (1998), S. 922–917.
- [194] RUSSO, R. E.; MAO, X. L.; LIU, H. C.; YOO, J. H.; MAO, S. S.: *Time-resolved plasma diagnostics and mass removal during single-pulse laser ablation.* Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 887–894.
- [195] LINDLEY, R. A.; GILGENBACH, R. M.; CHING, C. H.; LASH, J. S.; DOLL, G. L.: *Resonant holographic interferometry measurements of laser ablation plumes in vacuum, gas, and plasma environments.* J. Appl. Phys. **76** (1994) Nr. 9, S. 5457–5472.
- [196] GILGENBACH, R. M.; CHING, C. H.; LASH, J. S.; LINDLEY, R. A.: *Laser diagnostic experiments on KrF laser ablation plasma–plume dynamics relevant to manufacturing applications.* Phys. Plasmas **1** (1994) Nr. 5, S. 1619–1625.
- [197] LARCIPRETE, R.; STUKE, M.: *Direct observation of excimer-laser photoablation products from polymers by picosecond-UV-laser mass spectroscopy.* Appl. Phys. B **42** (1987), S. 181–184.
- [198] WIEDEMANN, L.; HELVAJIAN, H.: *Laser photodecomposition of sintered $YBa_2Cu_3O_{6+x}$: Ejected species population distributions and initial kinetic energies for the laser ablation wavelengths 351, 248, and 193 nm.* J. Appl. Phys. **70** (1991) Nr. 8, S. 4513–4523.
- [199] KOOLS, J. C. S.; BALLER, T. S.; DE ZWART, S. T.; DIELEMAN, J.: *Gas flow dynamics in laser ablation deposition.* J. Appl. Phys. **71** (1992) Nr. 9, S. 4547–4556.
- [200] PINHO, G. P.; SCHITTENHELM, H.; DULEY, W. W.; SCHLUETER, S. A.; JAHANI, H. R.; MUELLER, R. E.: *Energy distributions in the laser ablation of metals and polymers.* Appl. Surf. Sc. **127–129** (1998), S. 983–987.
- [201] STOIAN, R.; ROSENFELD, A.; ASHKENASI, D.; HERTEL, I. V.; BULGAKOVA, N. M.; CAMPBELL, E. E. B.: *Surface charging and impulsive ion ejection during ultrashort pulsed laser ablation.* Phys. Rev. Lett. **88** (2002) Nr. 9, S. 097603/1–4.
- [202] SPECTRA-PHYSICS LASERS: *Hurricane – All diode-pumped kilohertz Ti:Sapphire regenerative amplifier system. User's manual.* V. 1.00, 1999.
- [203] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; PASHININ, V. P.; KONONENKO, T. V.: *Grundlegende Untersuchungen des Wechselwirkungsprozesses beim Abtragen und Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen: Third Quarter Report.* Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2000 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [204] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.;

- TSARKOVA, O. G.; KONONENKO, T. V.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Fifth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [205] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; MALYUTIN, A. A.; TSARKOVA, O. G.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Twelfth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2002 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [206] KONONENKO, T. V.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONOV, V. I.; LOUBNIN, E. N.; DAUSINGER, F.; RAIBER, A.; TAUT, C.: *Laser ablation of metals and ceramics in picosecond-nanosecond pulsewidth in the presence of different ambient atmospheres*. Appl. Surf. Sc. **109/110** (1997), S. 48–51.
- [207] GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; LUBNIN, E. N.; DAUSINGER, F.; RAIBER, A.: *Laser processing of ceramics and metals by high-intensity picosecond and nanosecond laser pulses in UV, visible, and IR range of spectrum*. In: Dubowski, J. J.; Mazumder, J.; Migliore, L. R.; Roychoudhuri, C.; Schaeffer, R. D. (Hrsg.): *Lasers as Tools for Manufacturing of Durable Goods and Microelectronics 1996*. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1996, S. 442–456 (Proc. SPIE Bd. 2703).
- [208] BERGMANN, H. W.: *Excimer laser induced surface modifications and matter interaction using double-pulse-technique (DPT)*. Appl. Surf. Sc. **96–98** (1996), S. 287–295.
- [209] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; PROKHOROV, A. M.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *The role of plasma in ablation of materials by ultrashort laser pulses*. Quantum Electronics **31** (2001) Nr. 5, S. 378–382.
- [210] ANDOR TECHNOLOGY LTD.: *A user's guide to Andor ICCDs*. Version 2B, PCI Edition, Dezember 1999.
- [211] ANDOR TECHNOLOGY LTD.: *Quantum efficiency of ICCD photocathodes*. Kalibrierungsunterlagen zur Andor-ICCD, 2000.
- [212] BREITLING, D.; MÜLLER, K.-P.; RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.: *Material vapor dynamics during ablation with ultrashort laser pulses*. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): *Fourth International Sym-*

- posium on Laser Precision Microfabrication LPM 2003 (Munich). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 81–86 (Proc. SPIE Bd. 5063).
- [213] HÜGEL, H.; SCHITTENHELM, H.; JASPER, K.; CALLIES, G.; BERGER, P.: *Structuring with excimer lasers – experimental and theoretical investigations on quality and efficiency*. J. Laser Applications **10** (1998) Nr. 6, S. 255–264.
- [214] GEOHEGAN, D. B.; PURETZKY, A. A.: *Dynamics of laser ablation plume penetration through low pressure background gases*. Appl. Phys. Lett. **67** (1995) Nr. 2, S. 197–199.
- [215] HALL, T. A.; BENUZZI, A.; BATANI, D.; BERETTA, D.; BOSSI, S.; FARAL, B.; KOENIG, M.; KRISHNAN, J.; LÖWER, T.; MAHDIEH, M.: *Color temperature measurement in laser-driven shock waves*. Phys. Rev. E **55** (1997) Nr. 6, S. R6356–R6359.
- [216] BREITLING, D.; RUF, A.; BERGER, P. W.; DAUSINGER, F. H.; KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.: *Plasma effects during ablation and drilling using pulsed solid-state lasers*. In: Dausinger, F. H.; Konov, V. I.; Baranov, V. Yu.; Panchenko, V. Ya. (Hrsg.): *Laser Processing of Advanced Materials and Laser Microtechnologies: Conf. on Lasers, Applications, and Technologies LAT 2002 (Moscow)*. Russian Academy of Science, Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 24–33 (Proc. SPIE Bd. 5121).
- [217] OERTEL, H. SEN.; OERTEL, H. JUN.: *Optische Strömungsmeßtechnik*. Karlsruhe: Braun, 1989.
- [218] GOODMAN, J. W.: *Introduction to Fourier optics*. San Francisco: McGraw–Hill, 1968 (McGraw–Hill physical and quantum electronics series).
- [219] DREYFUS, R. W.; KELLY, R.; WALKUP, R. E.: *Laser-induced fluorescence studies of excimer laser ablation of Al_2O_3* . Appl. Phys. Lett. **49** (1986) Nr. 21, S. 1478–1480.
- [220] GRIEM, H. R.: *Plasma Spectroscopy*. New York: McGraw–Hill, 1964, S. 405.
- [221] RADIANT DYES LASER & ACCESSORIES GMBH: *Data for dyes for nitrogen laser pumped dye lasers*. http://www.radiant-dyes.com/products/Laser_Dyes/Dyes/nit_dye.jpg.
- [222] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: *NIST Atomic Spectra Database*. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
- [223] GAIDARENKO, D. V.; LEONOV, A. G.; CHEKHOV, D. I.: *Properties and dynamics of an expanding erosion plasma produced by the uv radiation from an XeCl laser*. Sov. J. Plasma Phys. **17** (1991) Nr. 8, S. 534–537.
- [224] GEOHEGAN, D. B.; PURETZKY, A. A.; DUSCHER, G.; PENNYCOOK, S. J.: *Time-resolved imaging of gas phase nanoparticle synthesis by laser ablation*. Ap-

- pl. Phys. Lett. **72** (1998) Nr. 23, S. 2987–2989.
- [225] GEOHEGAN, D. B.; PURETZKY, A. A.; RADER, D. J.: *Gas-phase nanoparticle formation and transport during pulsed laser deposition of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-d}$* . Appl. Phys. Lett. **74** (1999) Nr. 25, S. 3788–3790.
- [226] PURETZKI, A. A.; SCHITTENHELM, H.; FAN, X.; LANCE, M. J.; ALLARD JR., L. F.; GEOHEGAN, D. B.: *Investigations of single-wall carbon nanotubes growth by time-restricted laser vaporization*. Phys. Rev. B **65** (2002) Nr. 24, S. 245425/1–9.
- [227] MÜLLER, K.-P.: *Dynamik des Materialdampfes beim Abtragen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2005 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 05-02).
- [228] BREITLING, D.; MÜLLER, K.-P.: *Vapor and plume dynamics during ablation with ultrashort pulses*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. 4th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2003 (Hirscheegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2003.
- [229] DAUSINGER, F.: *Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen*. Universität Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, Projektantrag für den Zeitraum 01.10.1999 bis 30.09.2002, 1999 (BMBF-Verbundprojekt „Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen“ (PRIMUS) FKZ: 13N7710/6).
- [230] GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; MALYUTIN, A. A.; TSAR'KOVA, O. G.; YATSKOVSKII, I. S.; DAUSINGER, F.: *Dynamics of plasma production and development in gases and transparent solids irradiated by high-intensity, tightly focussed picosecond laser pulses*. Quantum Electronics **33** (2003) Nr. 9, S. 758–764.
- [231] GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; MALYUTIN, A. A.; TSARKOVA, O. G.; YATSKOVSKY, I. S.; DAUSINGER, F.: *High resolution interferometric diagnostics of plasmas produced by ultrashort laser pulses*. Laser Physics **13** (2003) Nr. 3, S. 386–396.
- [232] PRETZLER, G.: *A new method for numerical Abel-inversion*. Z. Naturforsch. **46 a** (1991), S. 639–641.
- [233] BREITLING, D.; MICHALOWSKI, A.; WALTER, D.: *Energiebilanz von Luftdurchbrüchen bei ultrakurzen Laserpulsen: Neue Experimente zur Auflösung bestehender Widersprüche*. In: Berger, P.; Dausinger, F. (Hrsg.): Mikroseminar am IFSW (22.11.2004). Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, 2004.
- [234] BREITLING, D.; KLIMENTOV, S.; DAUSINGER, F.: *Interaction with Atmosphere*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski, H. (Hrsg.): Femtosecond Tech-

- nology for Technical and Medical Applications. Berlin: Springer, 2004, S. 75–89 (Topics in Applied Physics Bd. 96).
- [235] GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; MALYUTIN, A. A.; TSARKOVA, O. G.; YATSKOVSKY, I. S.: *High resolution interferometric diagnostics of plasma produced by ultrashort laser pulses*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. 4th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2003 (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2003.
- [236] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; KONONENKO, T. V.; GARNOV, S. V.; TSARKOVA, O. G.; MALYUTIN, A. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Eighth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [237] GOLUB, I.: *Optical characteristics of supercontinuum generation*. Opt. Lett. **15** (1990) Nr. 6, S. 305–307.
- [238] NIBBERING, E. T. J.; CURLEY, P. F.; GRILLON, G.; PRADE, B. S.; FRANCO, M. A.; SALIN, F.; MYSYROWICZ, A.: *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*. Opt. Lett. **21** (1996) Nr. 1, S. 62–64.
- [239] KOSAREVA, O. G.; KANDIDOV, V. P.; BRODEUR, A.; CHIEN, C. Y.; CHIN, S. L.: *Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air*. Opt. Lett. **22** (1997) Nr. 17, S. 1332–1334.
- [240] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; TSARKOVA, O. G.; MALYUTIN, A. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Eleventh Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2002 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [241] DAUSINGER, F.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RUF, A.; WEIKERT, M.: *Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen*. Universität Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 3. Zwischenbericht für den Zeitraum 01.01.2002 bis 31.12.2002, 2003 (BMBF-Verbundprojekt „Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen“ (PRIMUS) FKZ: 13N7710/6).
- [242] KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Spectral and energy characteristics of conical emission in ga-*

- ses. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. 4th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2003 (Hirscheegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2003.
- [243] LANGE, H. R.; GRILLON, G.; RIPOCHE, J.-F.; FRANCO, M. A.; LAMOUROUX, B.; PRADE, B. S.; MYSYROWICZ, A.; NIBBERING, E. T. J.; CHIRON, A.: *Anomalous long-range propagation of femtosecond laser pulses through air: moving focus or pulse self-guiding?* Opt. Lett. **23** (1998) Nr. 2, S. 120–122.
- [244] BRODEUR, A.; CHIEN, C. Y.; ILKOV, F. A.; CHIN, S. L.; KOSAREVA, O. G.; KANDIDOV, V. P.: *Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air.* Opt. Lett. **22** (1997) Nr. 5, S. 304–306.
- [245] MLEJNEK, M.; WRIGHT, E. M.; MOLONEY, J. V.: *Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air.* Opt. Lett. **23** (1998) Nr. 5, S. 382–384.
- [246] KORTSALILOUDAKIS, N.; TATARAKIS, M.; VAKAKIS, N.; MOUSTAIZIS, S. D.; FRANCO, M.; PRADE, B.; MYSYROWICZ, A.; PAPADOGIANNIS, N.; COUAIRON, A.; TZORTZAKIS, S.: *Enhanced harmonic conversion efficiency in the self-guided propagation of femtosecond ultraviolet laser pulses in argon.* Appl. Phys. B **80** (2005), S. 211–214.
- [247] KANDIDOV, V. P.; AKOZBEK, N.; SCALORA, M.; KOSAREVA, O. G.; NYAKK, A.; LUO, Q.; HOSSEINI, S. A.; CHIN, S. L.: *Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse.* Appl. Phys. B **80** (2005), S. 267–275.
- [248] ARNOLD, C. L.; HEISTERKAMP, A.; ERTMER, W.; LUBATSCHOWSKI, H.: *Streak formation as side effect of optical breakdown during processing the bulk of transparent Kerr media with ultra-short laser pulses.* Appl. Phys. B **80** (2005), S. 247–253.
- [249] BREITLING, D.: *Optical diagnostics of laser-induced vapor/plasma plumes.* In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. 3rd Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2002 (Hirscheegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2002.
- [250] BREITLING, D.: *Dynamik laserinduzierter Plasmen und ihre Auswirkung auf die Mikrobearbeitung mit ultrakurz gepulsten Lasern.* In: Otto, A.; Beyer, E. (Hrsg.): Proc. WLT Laser-Summerschool 2004 (Dresden). Dresden: Fraunhofer Institut für Werkstoff- und Strahltechnik, 2004, S. 399–423.
- [251] ZEL'DOVICH, YA. B.; RAIZER, YU. P.: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Bd. 2. New York: Academic Press, Inc., 1967.
- [252] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.: *Grundlegende Untersu-*

- chungen des Wechselwirkungsprozesses beim Abtragen und Bohren mit ultrakurzen Laserpulslen: *Second Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulslen“, 2000 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [253] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.: *Grundlegende Untersuchungen des Wechselwirkungsprozesses beim Abtragen und Bohren mit ultrakurzen Laserpulslen: First Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulslen“, 2000 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [254] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; PASHININ, V. P.; TSARKOVA, O. G.; PIVOVAROV, P. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Sixth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulslen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [255] SHIMIZU, F.; FUJII, K.; HIGASHINO, F.: *Ground surface effect on the blast wave propagation in two dimensions*. Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. **36** (1993) Nr. 111, S. 36–46.
- [256] WEIKERT, M.: *Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulslen*. München: Herbert Utz Verlag, 2006. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [257] KONONENKO, T. V.: *Spectroscopic study of plasmas produced by subnanosecond pulses*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. 4th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2003 (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2003.
- [258] BERGMANN; SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 4, Teil 2 Aufbau der Materie, 2. Aufl. Berlin: Walter de Gruyter, 1981.
- [259] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; TSARKOVA, O. G.; PIVOVAROV, P. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Seventh Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulslen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [260] KRAUS, M.: *Angepasste Fokusgeometrien zur Effizienzsteigerung beim Mikroab-*

- tragen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2004 (Inst. f. Strahlwerkzeuge IFSW 04-16).
- [261] DAUSINGER, F.: *Femtosecond technology for precision manufacturing: Fundamental and technical aspects*. In: Miyamoto, I.; Kobayashi, K.; Sugioka, K.; Poprawe, R.; Helvajian, H. (Hrsg.): Third International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2002 (Osaka). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 471–478 (Proc. SPIE Bd. 4830).
- [262] KREPULAT, W.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Investigations of a low pressure free vortex aerodynamic window for industrial lasers*. In: Bohn, W. L.; Hügel, H. (Hrsg.): X Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers GCL '94 (Friedrichshafen, Germany). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 1995, S. 559–564 (Proc. SPIE Bd. 2052).
- [263] KREPULAT, W.: *Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser*. Stuttgart: Teubner, 1996. Universität Stuttgart, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).
- [264] BERGER, P.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.; FÖHL, C.; HÜGEL, H.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; KONOV, V.: *Laserbohren bei Unterdruck*. Patentschrift DE 102 03 452, Juni 2007.
- [265] FÖHL, C.; DAUSINGER, F.: *High precision deep drilling with ultrashort pulses*. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): Fourth International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2003 (Munich). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 346–351 (Proc. SPIE Bd. 5063).
- [266] WILDERMUTH, E.; HÜGEL, H.: *Aerodynamische Fenstereinrichtung*. Patentschrift DE 37 01 718, 1989.
- [267] WILDERMUTH, E.: *Analytische und experimentelle Untersuchung transversal geströmter aerodynamischer Fenster für Hochleistungslaser*. Köln: DLR, 1990. Universität Stuttgart, Dissertation, 1990 (Forschungsbericht DLR-FB 90-33).
- [268] SOMMER, S.: *Laserbohren bei reduziertem Umgebungsdruck unter Einsatz von quergeströmten Potenzialwirbelfenstern*. In: Otto, A.; Beyer, E. (Hrsg.): Proc. WLT Laser-Summerschool 2004 (Dresden). Dresden: Fraunhofer Institut für Werkstoff- und Strahltechnik, 2004, S. 359–372.
- [269] SOMMER, S.; DAUSINGER, F.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Aerodynamic Window for high precision laser drilling*. In: Schuöcker, D.; Liedl, G. (Hrsg.): XVI Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference GCL/HPL 2006 (Gmunden, Austria). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2007, S. 634625–1–7 (Proc. SPIE Bd. 6346).
- [270] DAUSINGER, F.: *Mikrostrukturieren und Bohren mit Lasern*. In: Gesellschaft für

Fertigungstechnik Stuttgart (Hrsg.): FtK 2003 – Fertigungstechnisches Kolloquium (Stuttgart). Stuttgart: Gesellschaft für Fertigungstechnik, 2003, S. 289–308 (Stuttgarter Impulse: Zukunft gestalten – Zeichen setzen).

- [271] SAKURAI, A.: *On the propagation and structure of the blast wave I.* J. Phys. Soc. Jap. **8** (1953) Nr. 5, S. 662–669.
- [272] SAKURAI, A.: *On the propagation and structure of the blast wave II.* J. Phys. Soc. Jap. **9** (1954) Nr. 2, S. 256–266.

Anhang

A.1 Sedov–Taylor-Modell zur Stoßwellenausbreitung

Das folgende Kapitel erläutert die Anwendung des in Kapitel 2.2.3 vorgestellten analytischen Modells von Sedov und Taylor zur gasdynamischen Stoßwellenausbreitung in der experimentellen Praxis.

A.1.1 Gültigkeitsbereich des Modells

Der Gültigkeitsbereich des Modells ist durch die Beschränkung auf starke Stoßwellen gegeben, welche die oben genannte Vernachlässigung des Umgebungsdrucks p_1 erlaubt und somit die Beschreibung der Stoßwellenexpansion als selbstähnliche Strömung ermöglicht. Über $c_1^2 = \gamma p_1 / \rho_1$ ist dem die Einschränkung der Stoßwellenausbreitung auf große Mach-Zahlen $M = v_{\text{StW}} / c_1$ äquivalent, d. h. auf Stoßwellenausbreitungsgeschwindigkeiten $v_{\text{StW}} = \dot{r}_{3\text{D}}$ bzw. $\dot{r}_{2\text{D}}$, welche die Schallgeschwindigkeit c_1 im Umgebungsgas deutlich überschreiten. Sedov gibt als Bedingung $M > 10$ an [132]. Für Stoßwellenenergieparameter von rund $150 \mu\text{J}$ für hemisphärische Stoßwellen und $20 \mu\text{J/mm}$ für zylindersymmetrische Luftdurchbruchstoßwellen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit typisch sind, wäre die Gültigkeit des Modells damit gemäß Tabelle A.1 auf wenige Nanosekunden zu Beginn der Stoßwellenausbreitung beschränkt. Weniger restriktiv ist die Bedingung, die Taylor unmittelbar für den Drucksprung in der Stoßfront angibt: $p_2 / p_1 > 10$ [148], wobei für p_2 nach [132] gilt:

$$p_2 = \frac{8E_0}{(\xi + 2)^2 (\gamma + 1)} r^{-\xi}. \quad (\text{A.1})$$

Laut Tabelle A.1 werden die typischen kugelsymmetrischen Stoßwellen mit der Bedingung nach Taylor rund 160 ns lang ausreichend gut durch (2.5) beschrieben, die zylindersymmetrischen durch (2.6) immerhin mindestens 30 ns lang.

Für eine höhere Genauigkeit in späteren Phasen der Stoßwellenausbreitung darf der Umgebungsdruck p_1 nicht gänzlich vernachlässigt werden bzw. es müssen endliche Mach-Zahlen M berücksichtigt werden. Hierzu entwickelt Sakurai die exakte Lösung

Symmetrie	Gültigkeitsbedingung		Energieparam. Q_{3D}, q_{2D}	Gültigkeitsbereich	
	formal	numerisch		t_{\max} / ns	$r_{\max} / \mu\text{m}$
sphärisch	$M \geq 10$	$t \leq 3.56 \text{ ns} \times \sqrt[3]{\frac{Q_{3D}}{[\mu\text{J}]}}$	150 μJ	19	158
	$\frac{p_2}{p_1} \geq 10$	$r_{3D} \leq 67.6 \mu\text{m} \times \sqrt[3]{\frac{Q_{3D}}{[\mu\text{J}]}}$	150 μJ	148	359
zylindrisch	$M \geq 10$	$t \leq 0.637 \text{ ns} \times \sqrt{\frac{q_{2D}}{[\frac{\mu\text{J}}{\text{mm}}]}}$	20 $\frac{\mu\text{J}}{\text{mm}}$	2.8	19
	$\frac{p_2}{p_1} \geq 10$	$r_{2D} \leq 14.4 \mu\text{m} \times \sqrt{\frac{q_{2D}}{[\frac{\mu\text{J}}{\text{mm}}]}}$	20 $\frac{\mu\text{J}}{\text{mm}}$	33	64

Tabelle A.1: Gültigkeit der Beschreibung starker gasdynamischer Stoßwellen mit Kugel- und Zylindersymmetrie: alternative Bedingungen für große Mach-Zahlen [132] und für hohe Drucksprünge in der Stoßfront [148] und daraus resultierende Gültigkeitsbereiche für typische experimentelle Werte aus den Kapiteln 4.1 und 5.

als Potenzreihe in $M^{-2} = (c_1/v_{\text{StW}})^2$ und gibt Näherungen in erster Ordnung von M^{-2} an [271, 272]. Diese sind genauer als die Gleichungen (2.5) und (2.6) nach Sedov und Taylor, welche als Näherungen nullter Ordnung in M^{-2} in der Sakuraischen Näherung enthalten sind. Im Rahmen der experimentellen Toleranzen¹ ist die Übereinstimmung der Daten mit der Sedov-Taylor-Näherung auch bei den kleineren Mach-Zahlen zu späteren Zeiten ausreichend, so dass auf die aufwendigere Analyse nach Sakurai verzichtet werden kann. In der Tendenz wird bei kleinen Mach-Zahlen die Stoßwellenreichweite von beiden Näherungen unterschätzt [133].

A.1.2 Darstellung der experimentellen Expansionskurven

Abbildung Bild A.1 zeigt experimentell bestimmte Stoßfrontreichweiten für die Ablation mit 500-fs-Pulsen in verschiedenen Auftragungen jeweils im Vergleich zur theoretischen Kurve nach der Näherungsformel (2.5). Die lineare Darstellung (links) wird der hohen Datendichte in den frühen Phasen der Ausbreitung nicht gerecht. Die doppelt-logarithmische Darstellung (rechts) erlaubt sehr gut die Bestätigung des funktionalen Zusammenhangs $r_{3D} \propto t^{2/5}$. Für die Bewertung der Übereinstimmung mit der Theoriekurve trägt die mittlere $r_{3D} - \log t$ -Auftragung den experimentellen Belangen am besten Rechnung: So sind die statistischen Messfehler bei der Ortsbestimmung im Wesentli-

¹Diese sind speziell bei der Energiebestimmung recht erheblich. Gemäß (2.5) und (2.6) gehen schon geringe Verschiebungen des Weg-Zeit-Diagramms der Stoßwellenausbreitung in vierter bzw. fünfter Potenz in den Energieparameter ein.

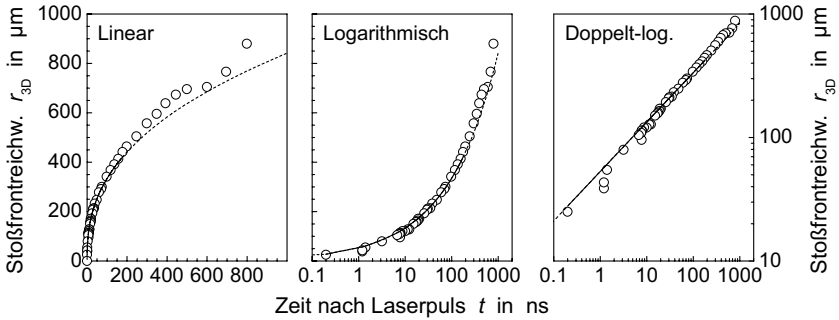


Bild A.1: Varianten der Auftragung für das Weg–Zeit-Verhalten der Stoßwellenausbreitung am Beispiel einer hemisphärischen Stoßwelle. Experimentelle Daten nach [216]: $\tau_H = 500$ fs, $\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μ J, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ μ m, $H = 200$ J/cm², Fokusslage 0. Durch Anpassung an die Näherungskurve nach (2.5) bestimmter Energieparameter $Q_{3D} = 232$ μ J. Außerhalb des dafür verwendeten Datenbereichs ist die Näherungskurve gestrichelt fortgeführt. Die obere Grenze ist durch den Gültigkeitsbereich nach Tabelle A.1 (Drucksprung nach Taylor) gegeben.

chen immer von gleicher absoluter Größe.² Statistische Fehler in der Zeitmessung wachsen wegen der Verwendung verschiedener Zeitmessbereiche am Oszilloskop im Großen und Ganzen mit t an.

A.1.3 Auswertung der Stoßwellenreichweite

Die Bestimmung der experimentellen Stoßfrontreichweiten r_{3D} in Bild 5.3 erfolgte nicht wie für hemisphärische Stoßwellen bei Laserablation üblich über die Messung der Distanz der Stoßfront zur Probenoberfläche entlang der Laserstrahlachse. Stattdessen wurde in radialer Richtung der halbe maximale Durchmesser jeder Stoßfront bestimmt. Wie Bild A.2, links zeigt, hätte die axiale Messung r_{3D} zu hoch bestimmt, da das Zentrum der kugelförmigen Ausbreitung oberhalb der Probenoberfläche lag. Zum Vergleich sind die Stoßfrontreichweiten nach beiden Methoden rechts in Bild A.2 gemeinsam aufgetragen. Die radiale Messung wird dem funktionalen Zusammenhang $r_{3D} \propto t^{0.4}$ besser gerecht. Insbesondere weicht die axiale-Reichweiten-Kurve zu späten Zeiten in die falsche Richtung von dieser Funktionalität ab. Weiterhin würde die scheinbar moderate Überschätzung von $r_{3D}(t)$ einen Stoßwellenenergieinhalt von Q_{3D} von fast 550 μ J bedingen

²Systematische Fehler wie z. B. eine fehlerhafte Bestimmung des Abbildungsmaßstabs führen dagegen oft zu proportional mit dem Weg wachsenden Abweichungen und gehen daher unmittelbar in die Energiebestimmung ein.

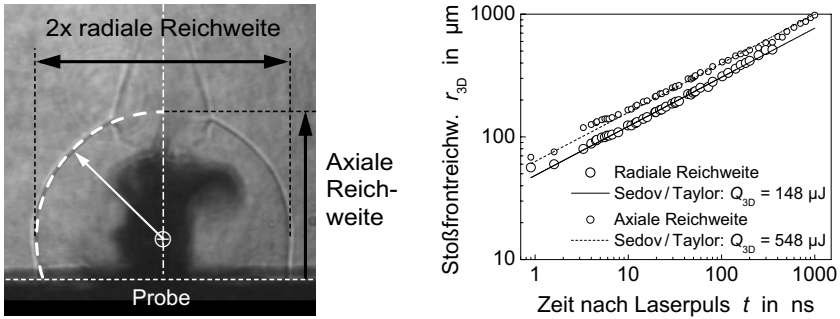


Bild A.2: Messung der Stoßwellenreichweite aus den Schattenfotografien. Illustration der beiden Bestimmungsmöglichkeiten in axialer und radialer Richtung relativ zur optischen Achse (links), nach [227]. Auftragung der Weg-Zeit-Charakteristik der Stoßwellenausbreitung anhand beider Messgrößen und Bestimmung der zugehörigen Energieparameter für den Energieinhalt der Stoßwelle. Die axiale Reichweitenbestimmung überschätzt die Stoßwellenenergie mit $Q_{3D} > Q$ erheblich. Für die radiale Ausbreitung sind die Daten mit denen aus Bild 5.3 identisch: $\tau_H = 500$ fs, $\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ µJ, Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ µm, $H = 280$ J/cm², Fokuslage 0.

– mithin gut 10% mehr als durch den Laserpuls überhaupt zugeführt wurde. Ganz offensichtlich ist die radiale Reichweite hier die verlässlichere Größe. Allerdings gilt der hemisphärische Ansatz, der (2.5) zu Grunde liegt, nur noch mit Einschränkung: für die gleiche Reichweite benötigt eine Expansion der Stoßwelle in einen Raumwinkelbereich größer als 2π (= Halbraum) bei sonst gleicher Ausbreitungscharakteristik mehr Energie. Anstelle des Faktors zwei in (2.5) müsste ein entsprechend kleinerer Wert verwendet werden, wodurch der Energieparameter Q_{3D} etwas anwachsen würde. In der Tendenz wird Q_{3D} durch die radiale Messung etwas unterschätzt, der Fehler ist jedoch mit Sicherheit kleiner als die oben ausgeführte Überschätzung durch eine axiale Messung.

A.2 Ergänzende experimentelle Daten für repetierend gepulste Bearbeitung

In Ergänzung zu Kapitel 6.3 zeigen die folgenden Abbildungen vergleichbare Bildserien für 120-fs- und 1-ps-Laserpulse. Dargestellt sind jeweils zwei Verzögerungszeiten nach dem letzten Puls eines Pulszuges – zum besseren Vergleich sind die Aufnahmen für 5-ps-Pulse aus Bild 6.10 in Bild A.5 nochmals aufgeführt.

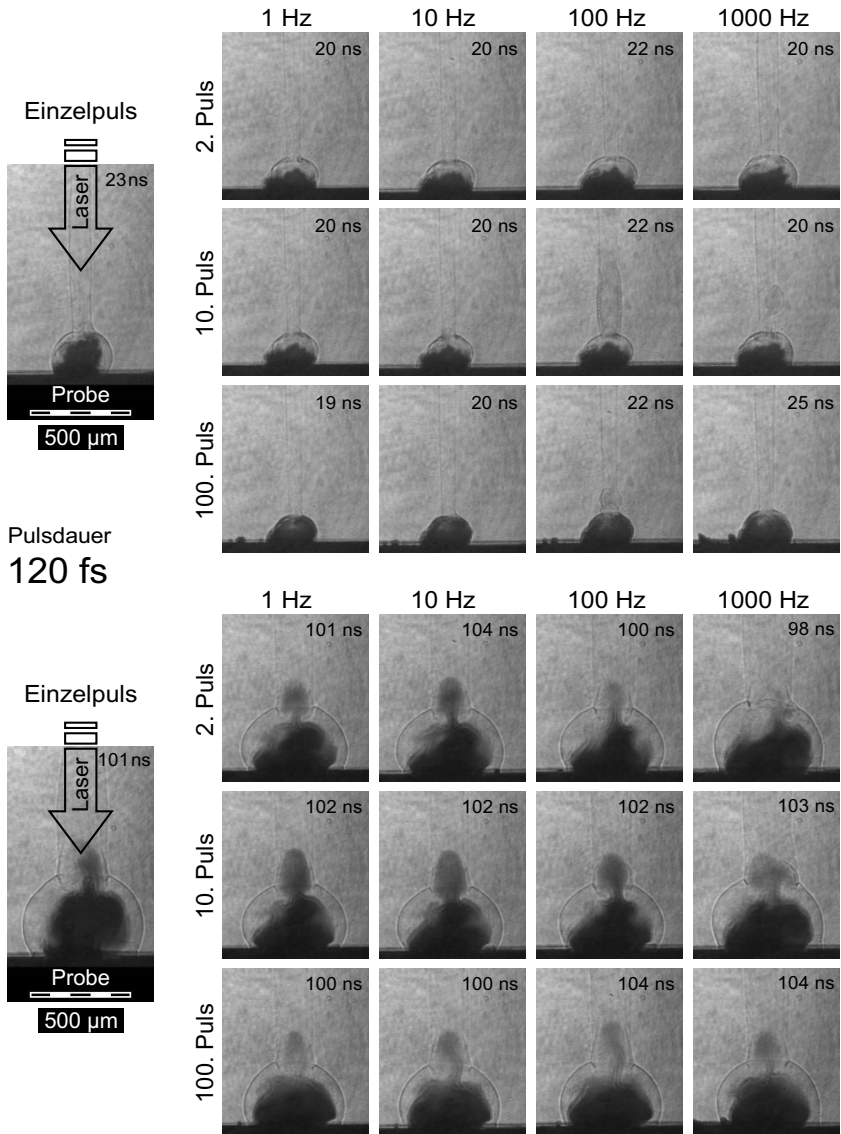


Bild A.3: Einfluss von Pulswiederholrate und Pulszahl bei der Ablation von Aluminium mit 120-fs-Laserpulsen. Die Resonanzabsorptionsfotografien sind ca. 20 ns (obere Serie) bzw. 100 ns (unten) nach dem letzten Puls entstanden ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \mu\text{J}$; Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \mu\text{m}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokusslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396 \text{ nm}$, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).

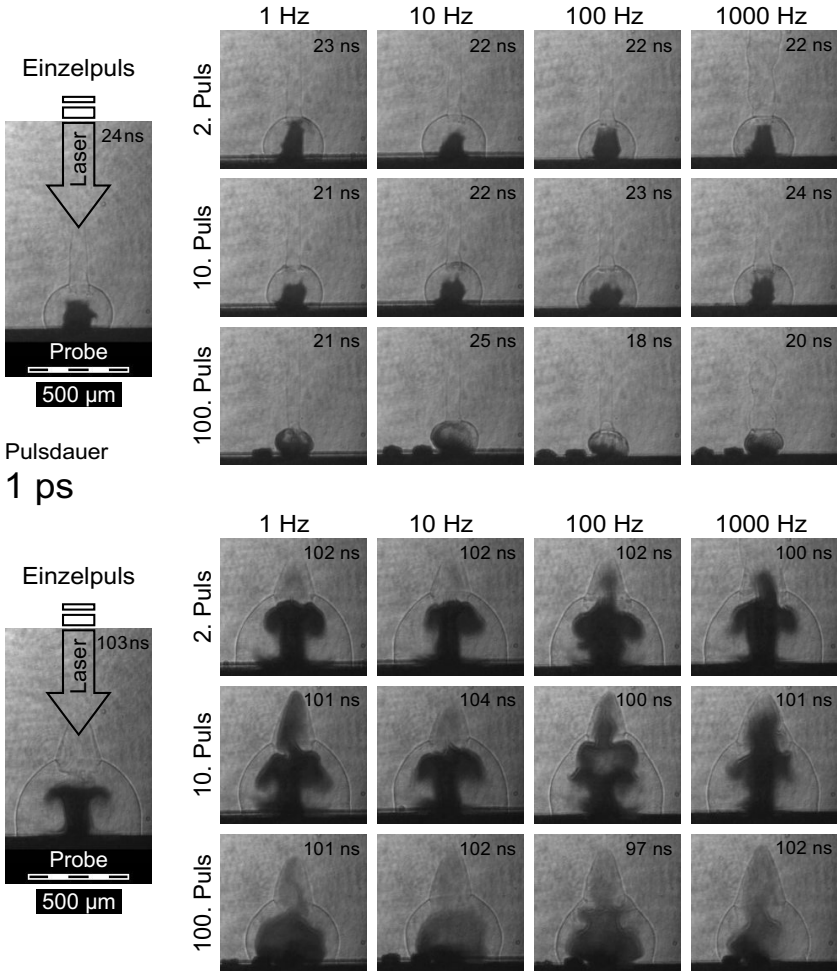


Bild A.4: Einfluss von Pulsfrequenz und Pulszahl bei der Ablation von Aluminium mit 1-ps-Laserpulsen. Die Resonanzabsorptionsaufnahmen sind ca. 20 ns (obere Serie) bzw. 100 ns (untere Serie) nach dem letzten Puls entstanden ($\lambda = 800$ nm, $Q = 500$ μJ; Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15$ μm, $H = 280$ J/cm², Fokusslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396$ nm, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5$ ns).

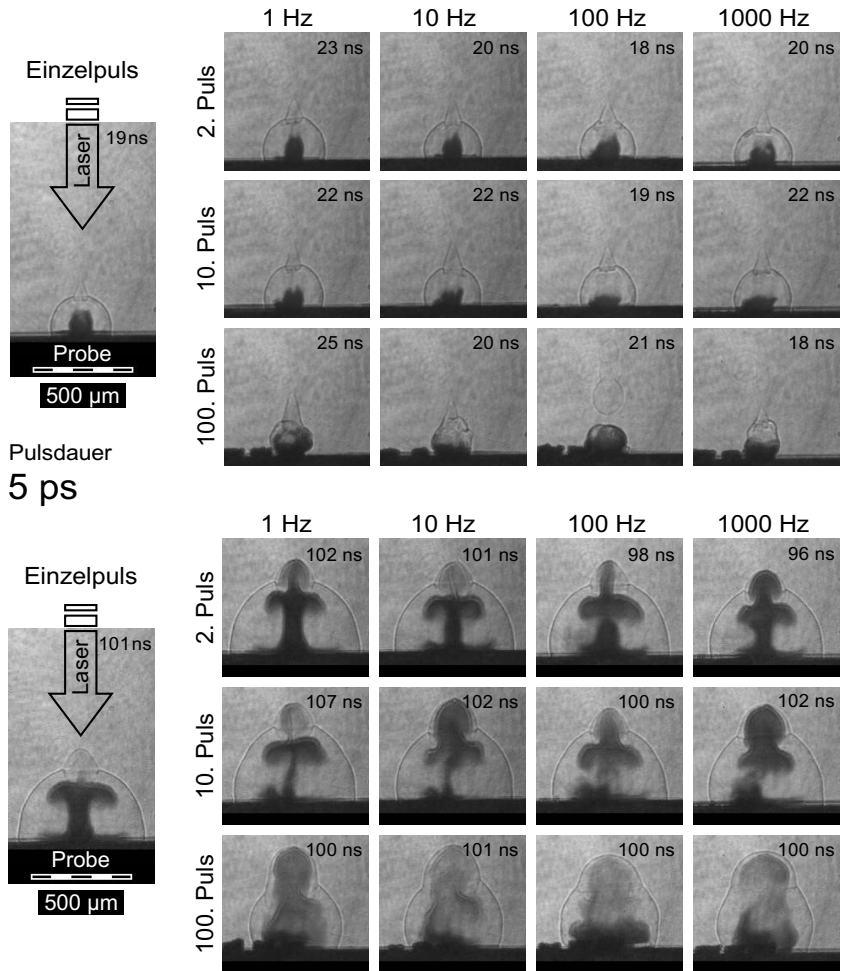


Bild A.5: Einfluss von Pulswiederholrate und Pulszahl bei der Ablation von Aluminium mit 5-ps-Laserpulsen. Die Resonanzabsorptionsfotografien sind ca. 20 ns (obere Serie) bzw. 100 ns (unten, Wiederholung von Bild 6.10) nach dem letzten Puls entstanden ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q = 500 \mu\text{J}$; Fokussierung: $M^2 = 1.5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \mu\text{m}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage 0; Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 396 \text{ nm}$, Zeitauflösung $\tau_B = 0.5 \text{ ns}$).

Danksagung

Die vorliegende Dissertation ist das Ergebnis meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart. Für das Gelingen war die Unterstützung vieler nötig, und so möchte ich an dieser Stelle allen Personen meinen besonderen Dank aussprechen, die einen Beitrag dazu geleistet haben – gerade auch wenn dieser nicht in wissenschaftlicher Vorarbeit bestand und damit an anderer Stelle honorierbar ist.

Mein Dank gilt zunächst meinem Doktorvater, Herrn Professor Friedrich Dausinger, für die Betreuung dieser Arbeit, für vielfältige Anregungen und fortwährende Unterstützung. In der von ihm geleiteten Mikrobearbeitungsgruppe habe ich allzeit ein hervorragendes Arbeitsumfeld und den notwendigen lebendigen wissenschaftlichen Diskurs vorgefunden.

Herrn Professor Reinhart Poprawe danke ich für das Interesse an meiner Arbeit, die Bereitschaft den Mitbericht zu übernehmen und für die freundliche und wohlwollende Art der Betreuung.

Herrn Professor Helmut Hügel gebührt mein Dank für die herzliche Aufnahme an seinem Institut – zunächst als Diplomand und später als wissenschaftlicher Mitarbeiter. Durch seine Förderung und sein Vertrauen habe ich am IFSW fortwährend eine überaus angenehme und fruchtbare Arbeitsatmosphäre vorgefunden. Herr Professor Thomas Graf hat die Institutsleitung während meiner letzten „aktiven“ Monate in diesem Sinne weiter geführt und war mir am Ende auch ein wohlgesonnener Prüfungsvorsitzender.

Herrn Peter Berger möchte ich herzlich dafür danken, dass er jederzeit für einen intensiven fachlichen Austausch zur Verfügung stand, oft genug mit kritischen Fragen den Blick schärfte und mir so ein wertvoller Ideen- und Impulsgeber wurde.

Stellvertretend für das ganze Team in Verwaltung und Technik möchte ich den Damen Frau Gisela Pokern-Frank und Frau Karin Nagel sowie den Herren Werner Hennig, Albrecht Esser, Manfred Frank und Yalcin Yarinca für die allzeit geduldige Hilfe und Unterstützung in allen Versuchs- und (Instituts-)Lebenslagen danken.

Allen ehemaligen Kollegen am IFSW danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsumfeld. Besonders hervorheben möchte ich Tobias Abeln,

Gert Callies, Knut Jasper, Joachim Radtke und Henrik Schittenhelm: von euch habe ich in „jungen Institutsjahren“ viel gelernt. Ganz besonderer Dank für das allzeit nette wissenschaftliche und persönliche Miteinander gebührt den langjährigen Zimmergenossen „meiner Generation“ Andreas Ruf, Christian Föhl und Steffen Sommer sowie meinen Studenten Klaus-Peter Müller und Martin Kraus: ihr wart ein tolles Team! Andreas Ruf danke ich zudem für die gründliche Durchsicht meines Manuskriptes.

Dank sei auch den Kollegen der Arbeitsgruppe am A. M. Prokhorov General Physics Institute der Russischen Akademie der Wissenschaften: Professor Vitali Konov, Professor Sergei Garnov, Sergey Klimentov, Taras Kononenko und Pavel Pivovarov. Mit ihnen durfte ich im Forschungsprojekt zusammenarbeiten und diese Kooperation war immer eine Quelle der Inspiration. Auf der gemeinsamen Arbeit gründen nicht nur wesentliche Ergebnisse dieser Dissertation, sie war auch ansonsten eine wertvolle Horizonterweiterung.

Dem BMBF und dem VDI-Technologiezentrum danke ich für die Förderung im Rahmen des Verbundprojektes PRIMUS, FKZ 13N7710/6.

Ein ganz herzliches Dankeschön gilt schließlich meiner Familie – meinen Eltern Heide und Gerhard Breitling, meiner Frau Carmen und den Kindern Emanuel und Rebecca – für die liebevolle Unterstützung und Motivation in all den Jahren und für den klaglosen Verzicht auf Papa während vieler langer Tage der schriftlichen Ausarbeitung.

Leonberg, im Dezember 2009

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 längsgeströmte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

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

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

Griebsch, Jürgen

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

Kreputat, 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

Laserschweißgunnung 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 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Plaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für MoIybdän
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 Zerspänung
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 magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

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

Stewen, Christian

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

Schmitz, Christian

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

Karszewski, Martin

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

Chang, Chin-Lung

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

Haag, Matthias

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

Bahn Müller, Jochen

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

Schellhorn, Martin Carl Johannes

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

Angstenberger, Birgit

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

Bachhofer, Andreas

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

Breitschwerdt, Sven

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

Mochmann, Gunter

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

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des 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 Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

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

Erhard, Steffen

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

Contag, Karsten

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

Krastel, Klaus

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

Staud, Jürgen

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

Schinzl, Cornelius M.

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

Sebastian, Michael

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

Lücke, Bernd

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

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik – 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 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph

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

Christoph Fleig

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

Joachim Radtke

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

Michael Brandner

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

Reinhard Winkler

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

Helmut Kindler

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

Andreas Ruf

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

Guido Hergenhan

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

Klaus Goth

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

Armin Strauch

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

Thomas Wawra

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

Michael Honer

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

Thomas Herzinger

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

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminiumgusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahltiefschweißen von Stahl

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

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

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

Jiancun Gao

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

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

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

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

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

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

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variabel-em Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

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

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

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

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

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

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

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

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

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

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

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

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Naht-eigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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

Mikhail Larionov

Kontakterisierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser

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

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

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

Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente

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

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiter-scheibenlasers

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

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

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

